



Projektarbeit

Experiment am D-förmigen Stumpfkörper

Nora M. Bierwagen (Matr.-Nr. 4754262)
Tim Gotzel (Matr.-Nr. 4839608)
Amirimana Kianfar (Matr.-Nr. 4844004)
Kebria Kiani (Matr.-Nr. 4676955)
Florian Timm (Matr.-Nr. 4795072)

Ausgegeben: Institut für Strömungsmechanik
Institutsleiter: Prof. Dr.-Ing. R. Radespiel
Technische Universität Braunschweig

Betreuer: M.Sc. Philipp Oswald, (TU Braunschweig)

Veröffentlichung: 13. Januar 2019

Eidesstattliche Erklärung

Wird eine eidesstattliche Erklärung benötigt?

Zusammenfassung

TBD

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	v
1 Einleitung (NB)	1
2 Grundlagen	2
2.1 Stumpfkörperaerodynamik (TG)	2
2.1.1 Geometrische Einordnung	2
2.1.2 Strömungsbild	3
2.1.3 Totwasser	4
2.1.4 Einfluss der Vorderkante	6
2.2 Coandă-Effekt (TG)	6
2.3 Aktive Strömungsbeeinflussung (NB)	10
3 Konstruktion der rotierenden Walzen (NB)	15
3.1 Zahnform	16
3.2 Anzahl der Zähne	18
3.3 Zahnöffnung	19
4 Mathematische Vorgehensweise (FT)	20
4.1 Bestimmung des Widerstands mittels des Impulssatzes	20
4.2 Impulskoeffizient und Effizienzbetrachtung	24
4.2.1 Impulskoeffizient	24
4.2.2 Leistungskoeffizient und Leistungsrate	25
5 Experimentelle Untersuchungen im Windkanal	29
5.1 Das Versuchsmodell (TG)	29
5.2 Windkanalbeschreibung (KK)	31
5.3 Versuchsvorbereitung	31
5.3.1 Vorgehensweise (KK)	31
5.3.2 Gleichförmigkeitsmessungen an der Ausblasung (AK)	34
5.4 Ausrichtungsmessungen (FT)	37
6 Versuchsauswertung	39
6.1 Reine Ausblasung	39
6.2 Periodische Aktuation	40
6.3 Effizienzbetrachtung	40
7 Fazit	41
Literaturverzeichnis	42
Abbildungsverzeichnis	44
Tabellenverzeichnis	46
A Technische Zeichnungen (NB, TG)	47
B MATLAB-Code (AK, FT)	51
B.1 Bestimmung der Druckverteilungen und des Widerstands	51

Nomenklatur

Lateinische Bezeichnungen

A	Fläche/Querschnitt
b	Breite des Modells senkrecht zur Zeichenebene
C_{Power}	Leistungskoeffizient
C_w	Widerstandsbeiwert
C_μ	Impulskoeffizient
D	Dicke bzw. Höhe des Stumpfkörpers
dp	Druckgradient
f	Frequenz
F	Kraft
F_K	Volumenkräfte
F_P	Druckkräfte
F_S	Stützkraft
K	Kontrollfläche
\dot{m}	Massenstrom
n	Drehzahl
P_M	Motorleistung
p	statischer Druck
p_t	Totaldruck
Q	Volumenstrom
q	Dynamischer Druck
R	Radius der Coandâ-Kontur
Str	Strouhal-Zahl
U_∞	Anströmungsgeschwindigkeit
u_1	Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung
W	Widerstand
x	Koordinate in Strömungsrichtung
y	Koordinate senkrecht zur Strömungsrichtung

Griechische Bezeichnungen

α	Tastgrad (<i>engl.</i> : duty cycle)
λ	Schlankheitsgrad
ρ	Dichte
σ	Dickenverhältnis

Indizes

∞	Freie Anströmung
0	Bezugsgröße
1	Größe im Strömungsquerschnitt des Nachlaufs weit ab vom Körper
2	Größe im Strömungsquerschnitt in dem der Rechen angeordnet ist
C	Größe an Zylinder
ref	Referenzgröße
jet	Größe bezüglich des augeblasenen dünnen Luftstrahls (Jet)
M	Größe bezüglich der Motoren

Abkürzungen

NB	<u>Nora M. Bierwagen</u>
TG	<u>Tim Gotzel</u>
AK	<u>Amiriman Kianfar</u>
KK	<u>Kebria Kiani</u>
FT	<u>Florian Timm</u>
PR	Leistungsrate
rpm	Umdrehungen pro Minute

Kapitel 1

Einleitung (NB)

Im Rahmen dieser Arbeit werden Experimente an D-förmigen Stumpfkörpern im Windkanal durchgeführt. Stumpfkörper haben einen großen Luftwiderstand, der hauptsächlich aus dem Druckwiderstand besteht. Es soll ein neuer Ansatz untersucht werden, der es ermöglichen soll, den Widerstand des Körpers zu verringern.

Diese Arbeit folgt auf die Masterarbeit [2] von Bilges am Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig. Hier wurde eine Widerstandsreduktion durch die Kombination von zwei verschiedenen widerstandsreduzierenden Ansätzen erreicht. Dabei wurde ein über eine Coânda-Fläche gebläffener Luftstrahl mit einer bewegten Oberflächen kombiniert. Das Stumpfkörpermodell und der Aktuationsmechanismus sind für diese Arbeit übernommen worden. Am Ende des Modells befinden sich zwei rotierende Walzen, die zusätzlich mit einer Verzahnung versehen sind und sich drehen. Über diese Walzen wird impulsartig Druckluft in die Strömung eingebracht. Hinter dem Modell werden die Druckverläufe gemessen, sodass der Widerstand des Körpers bestimmt werden kann.

Ziel der Arbeit ist es heraus zu finden, ob eine gesteigerte Widerstandsreduktion mit dieser Art der Anregung festgestellt werden kann. Außerdem soll im Bezug auf eine praktische Anwendung von bspw. LKW's eine Energiebetrachtung durchgeführt werden.

Da es sich bei diesem Dokument um eine Projektarbeit handelt, an der insgesamt fünf Personen mitgewirkt haben, stehen hinter jeder Kapitel- bzw. Unterkapitelüberschrift die Initialien des Autors. In Tabelle 1.1 ist eine Aufschlüsselung der Initialien gegeben.

Name	Initialien
Nora M. Bierwagen	NB
Tim Gotzel	TG
Amiriman Kianfar	AK
Kebria Kiani	KK
Florian Timm	FT

Tabelle 1.1: Initialien der beteiligten Personen

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Stumpfkörperaerodynamik (TG)

Im folgenden Kapitel wird der Begriff der Stumpfkörper in Abgrenzung zu den schlanken Körpern eingeführt. Eine klare Abgrenzung von schlanken Körpern zu Stumpfkörpern bereitet Schwierigkeiten, da der Übergang oftmals fließend ist. Jedoch unterscheidet sich das Strömungsbild markant, weswegen im folgenden Kapitel im Besonderen auf das Strömungsfeld und die Charakteristiken des Nachlaufs eingegangen werden sollen.

2.1.1 Geometrische Einordnung

Ein stumpfer Körper in einer Anströmung differenziert sich geometrisch von einem schlanken insofern, dass er eine signifikante Dicke quer zur Anströmung aufweist, welche in vergleichbarer Größenordnung wie die Abmessungen parallel zur Anströmung liegt. Als Maß kann das Dickenverhältnis σ als Kehrwert des Schlankheitsgrades λ herangezogen werden, welches das Verhältnis von Dicke zu Breite wiedergibt:

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{d}{l} \quad (2.1)$$

Wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist, verändert sich das Strömungsbild maßgeblich mit steigendem Dickenverhältnis σ , wobei der Übergang von schlanken Körpern ($\sigma = 0,13$) zu stumpfen Körpern ($\sigma = 0,5$) fließend ist.

Obwohl das Dickenverhältnis in allgemeiner Näherung ein gutes Maß für die Einordnung eines Stumpfkörpers ist, zeigt sich in der Praxis, dass es nicht als notwendiges Kriterium herangezogen werden kann. So treten vergleichbare Effekte der Stumpfkörperaerodynamik ebenfalls bei einem diskontinuierlichen Verlauf der Körpergeometrie auf. Dies ist beispielsweise bei der ausgeprägten Hinterkanten eines Fahrzeughecks der Fall. Der Verlauf der Körpergeometrie muss also ebenfalls als geometrische Charakterisierung eines stumpfen Körpers herangezogen werden.

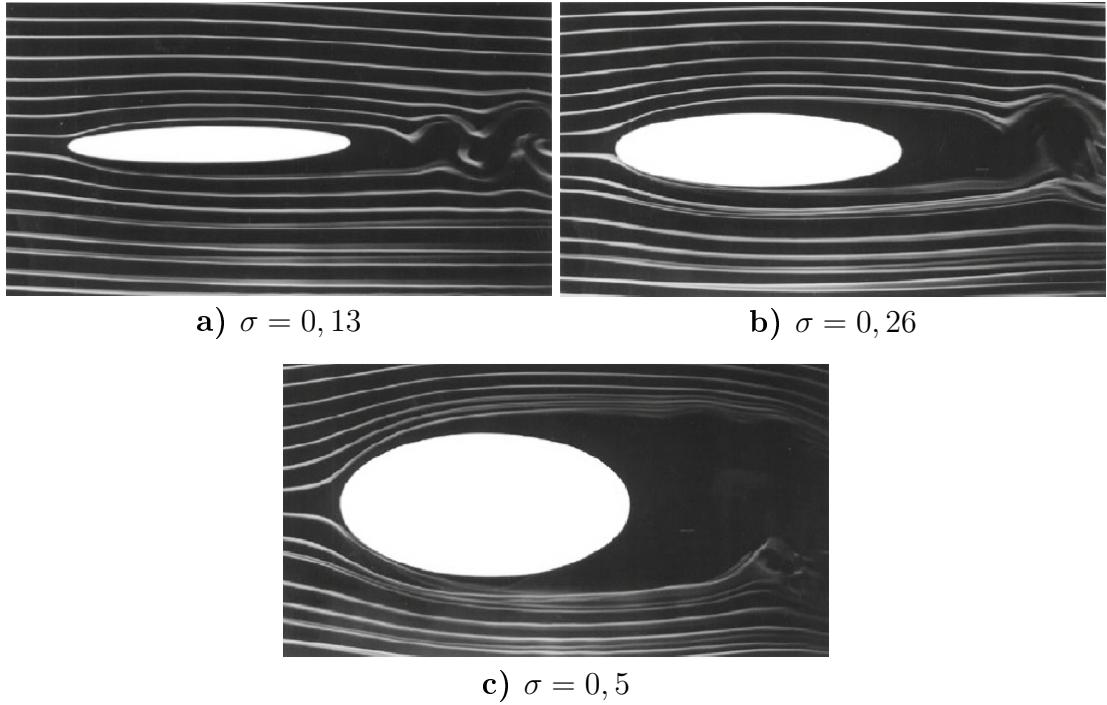


Abbildung 2.1: elliptische Zylinder unterschiedlicher Dickenverhältnisse im Rauchkanal [12]

2.1.2 Strömungsbild

Bei der Umströmung eines Körpers kommt es aufgrund der Haftbedingung an dessen Kontur zur Ausbildung einer Grenzschicht. Während die Strömungsgeschwindigkeit an der Körperoberfläche Null beträgt, passt sie sich im Grenzschichtbereich an die Anströmgeschwindigkeit an. Ein Teil der kinetischen Energie der Grenzschichtströmung wird durch Reibung an der Wand dissipiert. Die Geometrie eines stumpfen Körpers, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, führt bei Umströmung gemäß Bernoulli zu einer Absenkung des statischen Drucks p bis zur dicksten Stelle. Hinter dieser steigt der statische Druck p wieder an, wobei die durch Reibung verringerte kinetische Energie nicht mehr ausreicht, um gegen diesen anzuströmen. Ist die kinetische Energie vollends in Druck umgewandelt, kommt es zur Rückströmung, wobei die Grenzschicht ablöst [12].

Sofern eine diskontinuierliche Stelle in der Körpergeometrie vorhanden ist, kann die Strömung dieser ebenfalls nicht weiter folgen. Man spricht in diesem Fall von einem Abriss der Strömung, welcher in der Praxis an Hinterkanten zu finden ist.

Das Ablösen oder Abreißen hat die Ausbildung eines Totwassers zur Folge, in dessen Gebiet sich das Fluid bedingt durch Zähigkeitseffekte verwirbelt und Wirbelschichten ausbildet. Dies führt zu einer Druckabsenkung hinter dem stumpfen Körper, sodass durch den höheren Staupunkt druck an der Vorderseite ein Druckgradient zu verzeichnen ist. Ein Druckwiderstand ist die Folge, welcher in Strömungsrichtung des Fluides wirkt. Wie man in Abbildung 2.3 sehen kann, ist das Totwasser ein Charakteristikum des Strömungsbildes stumpfer Körper. Im Vergleich dazu ist dieses Gebiet beim Strömungsbild schlanker Körper, wie in Abbildung 2.2 zu sehen, nicht vorhanden, da hier ein nahezu störungsfreies Abströmen möglich ist. Lediglich die Reibungseffekte innerhalb der Grenzschichtströmung sorgen hier für einen Reibungswiderstand. Schlussfolglich wird der Gesamtwiderstand bei stumpfen Körpern vom Druckwiderstand, der bei schlanken

ken Körpern jedoch vom Reibungswiderstand dominiert.

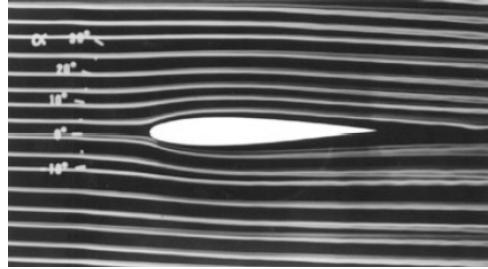


Abbildung 2.2: Stromlinienbild eines schlanken Körpers im Rauchkanal [12]

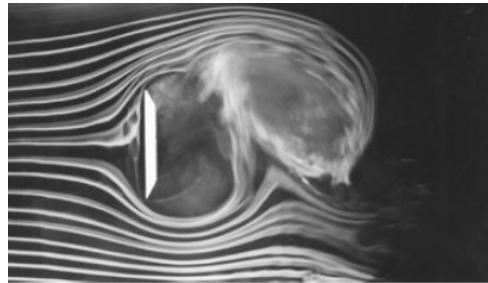


Abbildung 2.3: Stromlinienbild eines stumpfen Körpers im Rauchkanal [12]

Hieraus wird die Notwendigkeit ersichtlich, eine Druckerhöhung in diesem Totwasser vorzunehmen, um den Druckgradienten und damit den Druckwiderstand zu verringern. Für das bessere Verständnis soll im nachfolgenden das Totwasser weiter spezifiziert werden.

2.1.3 Totwasser

Das Totwasser hat im Wesentlichen drei kennzeichnende Eigenschaften. Zum Einen tritt im Innern eine zirkulierende Strömung auf, welche stark turbulent ist. Des Weiteren bilden sich periodisch alternierende Wirbel und zudem herrscht ein Unterdruck, der räumlich nicht konstant ist. Wie bereits oben erwähnt bilden sich innerhalb des Totwassers Wirbelschichten aus. Die ehemalige Grenzschichtströmung, welche ab löst, wird zur Scherschichtströmung und durchmischt sich turbulent mit dem ruhenden Fluid im Windschatten des Körpers. Dabei wird das Totwasser selbst besonders durch die Form der Scherschicht geprägt, wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist. Bei der zweiseitigen Ablösung, wie das in der dem Experiment zu Grunde liegenden Konfiguration der Fall ist, beeinflussen sich die Scherschichten gegenseitig. Dies ist besonders deutlich aus Abbildung 2.3 ersichtlich.

Wegen dieser gegenseitigen Beeinflusung ist die Strömung innerhalb des Totwassers mit zweiseitige Ablösung instationär und periodisch. Dies führt zu Druckschwankungen und oszillierenden Ablösungen. Um diese Schwingung zu beschreiben, wurde die dimensionslose Strouhal-Zahl Str eingeführt [13]. Gemäß 2.2 ist sie dabei abhängig von der Ablösefrequenz der Wirbel, der Dicke des Stumpfkörpers D sowie der Anströmgeschwindigkeit U_∞ . Für D-Stumpfkörper nimmt die Strouhalzahl den Wert $Str = 0,26$ an [18].

$$Str = \frac{f * D}{U_\infty} \quad (2.2)$$

Die Wirbel wachsen durch den eingebrachten Impuls der Scherschichten. Dabei verlagert sich deren Zentrum stark, bis sie die Scherschicht auf der gegenüberliegenden Seite mit entgegengesetzter Rotation einsaugen. Dadurch lösen sich die Wirbel abwechselnd ab, sodass sich eine Kármánsche Wirbelstraße ausbildet. Diese ist in Abbildung 2.4 zu sehen.

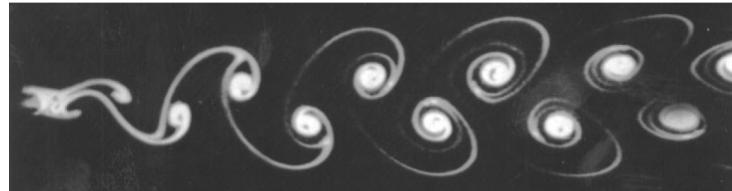


Abbildung 2.4: Kármánsche Wirbelstraße [12]

Während sich bei der einseitigen Scherschicht ein langes Totwassergebiet mit hohem Druck ausbildet, ist das Totwasser bei der zweiseitigen Ablösung kürzer und der Druck niedriger. Die rotationssymmetrische Ablösung führt zu einem Aufrollen der Scherschicht, was dafür sorgt, dass der Druck höher als im einseitigen Totwasser ist. Dies soll im nachfolgenden aber nicht weiter betrachtet werden. Die umliegende Strömung verhält sich gegenüber dem Totwasser in allen drei Fällen so, als wäre es ein fester Körper. Es bildet sich eine Trennstromlinie an dessen Rand [12].

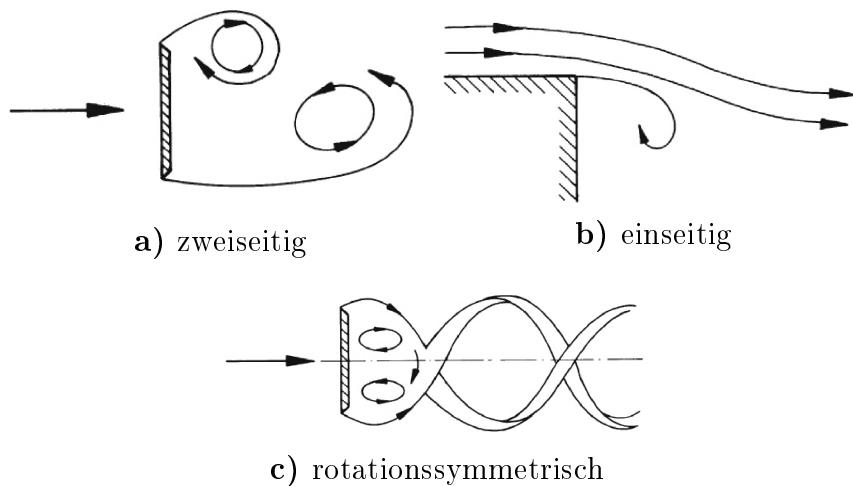


Abbildung 2.5: Scherschichten [12]

Aufgrund der Rückströmung im Totwasser, bilden sich hinter dem Stumpfkörper zwei gegenläufige Wirbel aus. Diese sind in Abbildung 2.6b ersichtlich.

Da das Totwasser wie ein fester Körper an der Trennstromlinie umströmt wird, kann dort ebenfalls der statische Druck bei einer entsprechenden Kontur ansteigen. Ist der Druckanstieg zu stark, löst das umströmende Medium nach dem selben Prinzip wie in Abschnitt 2.1.2 ab. Dies bezeichnet man als Ablösung zweiter Art [13]. Dieser Vorgang erfolgt kaskadenartig, sodass sich immer kleiner Wirbel bilden. Bei diesem Vorgang wird Energie in Wärme dissipiert, bis sich die Wirbel gänzlich auflösen und sich erneut ein laminares Strömungsprofil ausbildet. Im Nachlauf des Stumpfkörpers, welcher sich an das Totwasser anschließt, ergibt sich dabei eine Delle im Geschwindigkeitsfeld. Das ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Aus dem Nachlauf lassen sich deshalb Informationen über den Widerstand des Körpers ziehen, was in Abschnitt 4 weiter

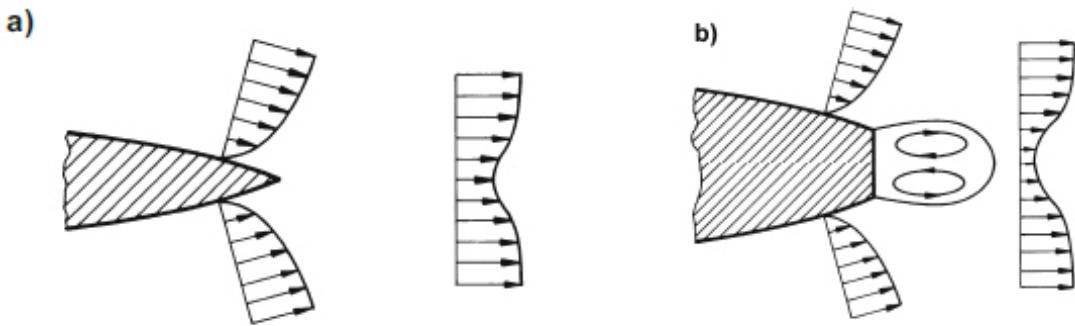


Abbildung 2.6: Nachlauf eines a) schlanken Körpers und eines b) stumpfen Körpers [12]

thematisiert wird.

2.1.4 Einfluss der Vorderkante

Wie später noch in Abschnitt 5.1 weiter erläutert wird, handelt es sich bei dem VersuchsmodeLL um einen D-Stumpfkörper. Vereinfacht ist dies ein Quader mit stumpfer Vorderkante.

An einer scharfen Vorderkante löst die Strömung ab und bildet eine laminare Ablöseblase, was nichts anderes als einem lokal begrenztem Wirbel entspricht. Ein ähnlicher Vorgang tritt bei Anströmung von Profilen bei kleinen Reynoldszahlen auf, wie es schematisch in Abbildung 2.7 zu sehen ist. Dabei wandelt sich von Punkt A zu Punkt T die laminare in eine turbulente Scherschicht um. Die Turbulenz sorgt für einen Energietransport quer zur Anströmung, was dazu führt, dass die Ablöseblase von oben geschlossen wird und die Strömung stromabwärts am Punkt W wieder anlegt [22]. Der Ort des Wiederanlegens wurde von Ota & Itasaka [17] bei einer ebenen Platte auf $4,5 \cdot \frac{x}{d}$ bestimmt. Da dieser Ort jedoch stark fluktuiert und große Schwankungen in der Geschwindigkeitsverteilung hervorruft, wird ein Gleichgewicht innerhalb der Grenzschicht erst nach einer Lauflänge von $\frac{x}{d} = 15$ erreicht.

Aus diesem Grund ist ersichtlich, weshalb die Verwendung eines D-Stumpfkörpers, der gegenüber einem Quader abgerundete Vorderkante hat, sinnvoll ist. Aus der Grafik Abbildung 2.8 ist die starke Reduktion des Widerstandbeiwertes C_w bei steigendem $\frac{r}{d}$ -Verhältnis für verschiedene Vorderkantengeometrien ersichtlich. Wie der Gegenüberstellung Abbildung 2.8 ebenfalls zu entnehmen ist, sinkt der C_w -Wert ab der Überschreitung eines bestimmten $\frac{r}{d}$ -Verhältnis nicht weiter. Der durch stärkere Abrundung nach vorne wandernde Ort des Wiederanlegens fällt ab der Überschreitung dieses Verhältnisses mit dem Ort der Ablösung zusammen, sodass der Widerstand bei weiterer Abrundung nicht weiter sinkt [12]. Um in der Messung lediglich den Einfluss des Totwassers zu ermitteln, ist es deswegen notwendig, das Auftreten von laminaren Ablöseblasen bestmöglich zu reduzieren. Dazu wird an der Vorderkante das Zackenband angebracht, dessen Auswirkung in Abschnitt 5.1 weiter erläutert wird.

2.2 Coandâ-Effekt (TG)

Der Coandâ-Effekt tritt auf, wenn ein Strahl entlang einer konvexen Körperkontur strömt. Anders als die bisher betrachtete Strömung, kann die sogenannte Coandâ-Strömung des Strahles der

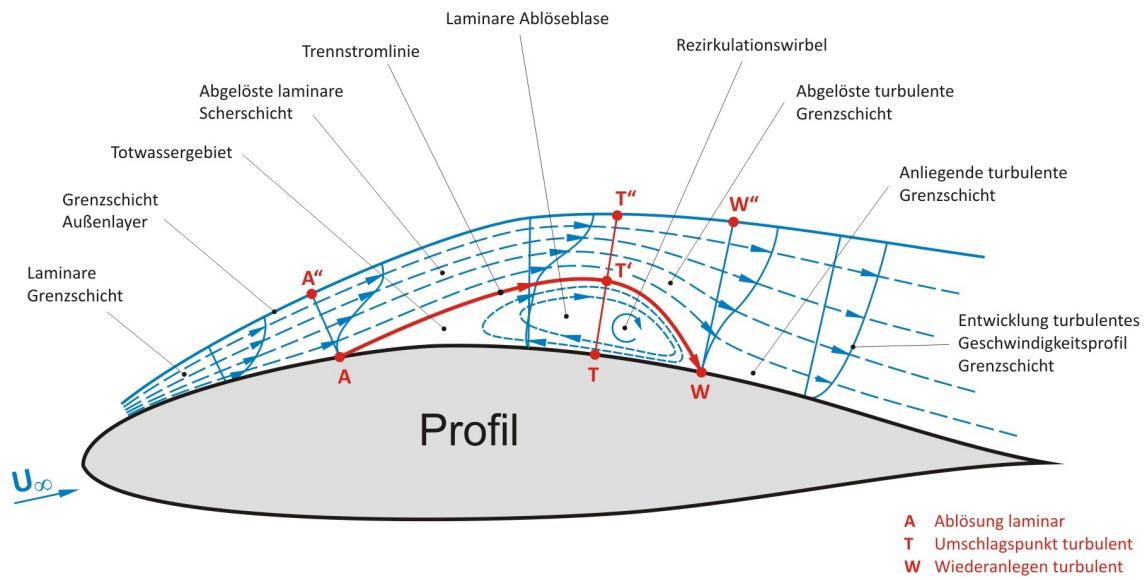


Abbildung 2.7: Schema einer laminaren Ablöseblase [22]

Kontur einer konvexen Rundung folgen ohne abzulösen, wie dies in Abbildung 2.9 deutlich wird. Dem Gegenüber führt die konvexe Rundung bei einer normalen Anströmung nach Bernoulli zu einer Verlangsamung der Strömung und demgemäß einer Druckerhöhung, was eine Rückströmung und Ablösung zur Folge hat. Dies wurde bereits in 2.1.2 diskutiert.

Tritt ein Freistrahler in ein ruhendes Fluid ein, reißt er an dessen Rändern das umgebende Medium mit. Um die Kontinuitätsbedingung zu erfüllen, entsteht am Außenraum des Strahls eine Strömung zur Strahlmitte, was als Entrainment-Effekt bezeichnet wird. In der Nähe einer Körperkontur wird das Nachströmen des Mediums unterbunden. In der Folge entsteht an der Wand ein lokaler Unterdruck und somit ein Druckgradient dp quer zur Strömungsrichtung. Dies führt zu einer Umlenkung des Freistrahls in Richtung der Wand, wie in Abbildung 2.9 ersichtlich ist. In der Folge entsteht ein Wandstrahl, welcher sich an die Körperkontur anschmiegt [5].

Die Krümmung prägt dem Strahl eine Zentrifugalkraft auf, welche im Gleichgewicht mit der Resultierenden infolge des Druckgradienten dp steht. Eine Erhöhung der Wandkrümmung ruft jedoch eine stärkere Zentrifugalkraft hervor. Deshalb kann der Wandstrahl starken Krümmungen durch kleine Wandradien nicht folgen und löst ebenfalls ab [19].

Da es sich bei der Coandâ-Strömung um einen Wandstrahl handelt, gibt es zur Grenzschicht eine zusätzliche Reibungsschicht zum umgebenden Medium. Somit bildet sich ein Geschwindigkeitsprofil wie in Abbildung 2.10 aus.

Im zeitlichen Mittel ist die resultierende Zentrifugalkraft proportional zu $\frac{u^2}{r+y}$. Dabei ist die wirkende Zentrifugalkraft in der Nähe des Maximums des Geschwindigkeitsprofils des Wandstrahls proportional zu $\frac{U^2}{r+\frac{H}{4}}$. Sie ist somit aufgrund der höheren Geschwindigkeit größer als die Zentrifugalkraft auf Teilchen in der Nähe der Strahloberfläche und in der Nähe der Körperkontur.

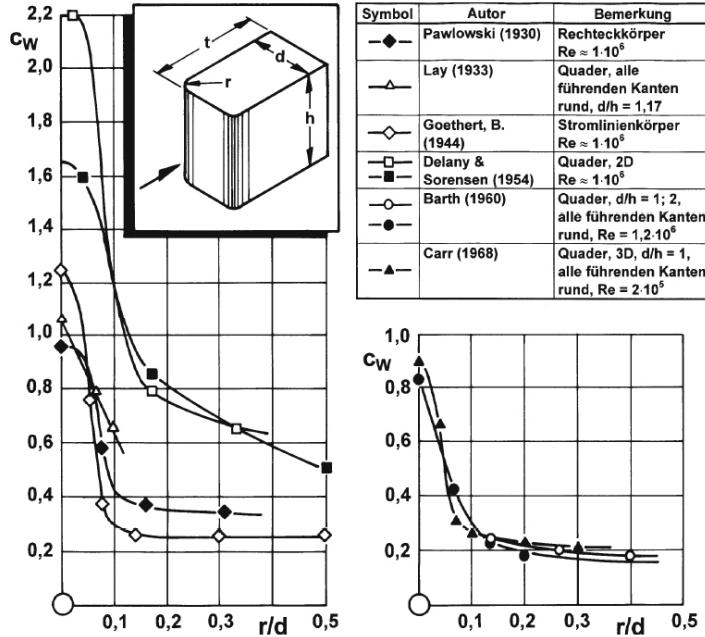


Abbildung 2.8: C_w -Wert in Abhängigkeit vom Kantenradius bei verschiedenen 2D-Profilen. Zusammenstellung nach Hucho[11]

An der Körperkontur ist die resultierende Zentrifugalkraft proportional zu $\frac{u^2}{r}$, an der Strahloberfläche jedoch nur zu $\frac{0,25 \cdot U^2}{r+H}$. Aus diesem Grund besteht die Tendenz von Teilchen in der Nähe der Maximalgeschwindigkeit, zum äußeren Rand und somit in das Gebiet der Strahlvermischung mit dem Umgebungsmedium abzudriften. Durch ihre geringere Zentrifugalkraft blockieren die Teilchen innerhalb des äußeren Randes jedoch die nach außen dringenden Teilchen und somit eine nach außen gerichtete Bewegung. Infolgedessen treffen zusätzliche Teilchen am Rand aufeinander, was feine Strahlvermischung befördert.

Ein entgegengesetztes Verhalten findet sich in der Nähe der Körperkontur. Den Teilchen in Wandnähe wird eine kleinere Zentrifugalkraft als im Strahlzentrum aufgeprägt. Weniger Kollisionen und somit eine geringere gegenseitige Beeinflussung benachbarter Teilchen sind die Folge. Dies reduziert den Turbulenzgrad verglichen mit einer ebenen Strahlströmung. Stromabwärts weitet sich die Mischbewegung vom Strahlrand zum Strahlkern und zur konturnahen Strömung aus, weshalb der Turbulenzgrad infolge der Strahlvermischung steigt [20].

Wie bereits oben erwähnt wurde, wird am freien Rand das umgebende Fluid mitgerissen, was gleichzeitig zu einer Reduktion der kinetischen Energie des Strahls führt. Die daraus resultierende Verlangsamung der Coandă-Strömung sorgt dafür, dass die Ablöseneigung des Strahls mit der Lauflänge zunimmt [6]. Aus dieser Beobachtung heraus wurde der Anlegewinkel für Coandă-Strömung an einem Zylinder durch Newman definiert [15]. Dieser beschreibt das Verhältnis vom Radius R der konvexen Körperkontur zur Ausdehnung h des Strahls. Die Ausdehnung h des Strahls wird durch die Spalthöhe bestimmt, weshalb der Anlegewinkel eine fundamentale Beziehung geometrisch signifikanter Größen der Coandă-Flächen-Ausblasung beschreibt. Infolge höherer Zentrifugalkräfte bei großen Wandkrümmungen nimmt der Anlegewinkel bei kleinen $\frac{h}{R}$ und konstanten Ausblasimpuls zu. Wird die Spalthöhe kleiner, erhöht sich gemäß der Kontinuitätsgleichung die Ausblasgeschwindigkeit. Diese Geschwindigkeiterhöhung sorgt für eine Steigerung

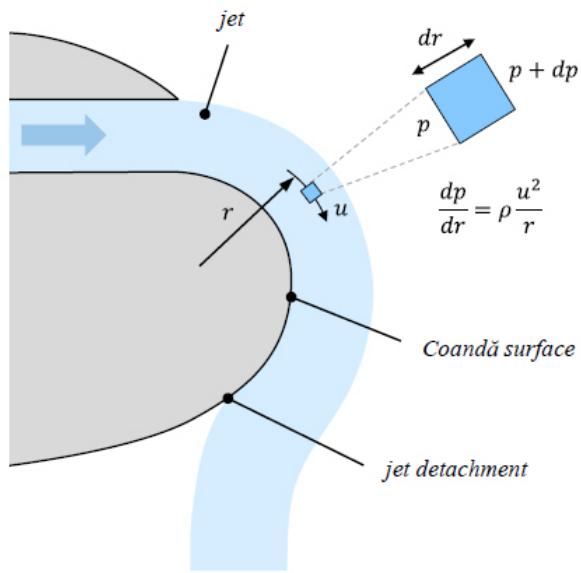


Abbildung 2.9: Skizze zum Coandâ-Effekt [23]

des Entrainment-Effektes und in Folge dessen ebenfalls der Coandâ-Effekt [6].

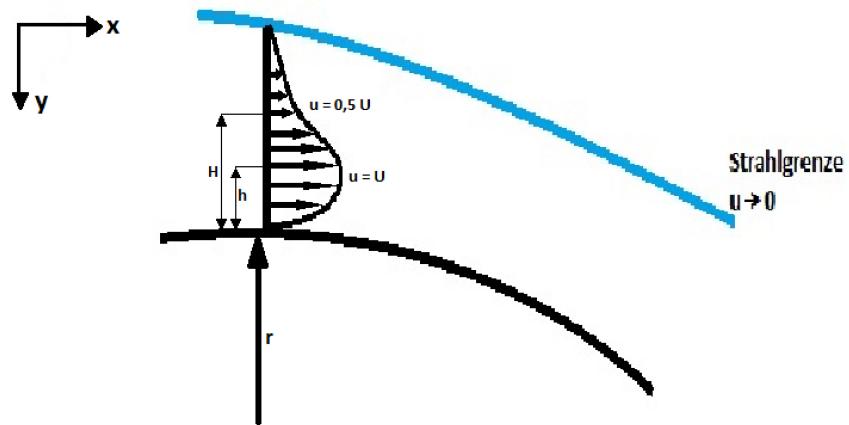


Abbildung 2.10: Geschwindigkeitsprofile eines Wandstrahls an einer konvexen Körperkontur nach Riedel [20]

2.3 Aktive Strömungsbeeinflussung (NB)

Stumpfe Körper haben meist ein stufenartiges Ende, aus dem sich strömungsmechanische Nachteile ergeben. Deshalb soll durch eine Anpassung der Geometrie des Körpers oder durch die strukturelle Veränderung des Totwassers dieser ausgeglichen werden. Ziel ist es, den Basisdruck anzuheben und darüber den Druckwiderstand des Körpers zu verringern [12].

Die nachfolgende Arbeit konzentriert sich auf ein aktives Verfahren der Strömungsbeeinflussung, weshalb im Folgenden einige bis jetzt realisierte Verfahren vorgestellt werden.

Bearman [12] hat als einer der Ersten die aktive Strömungsbeeinflussung nachgewiesen. Abbildung 2.11 zeigt das verwendete Stumpfkörpermodell. Dabei ist als Besonderheit auf die poröse Basis A_0 hinzuweisen, durch die zusätzlich Luft am Ende des Körpers ausgestoßen wird. Es werden zwei Ausblasequerschnitte A_0 gewählt, zum einen über einen Großteil der Fläche A und zum anderen über die Hälfte der Fläche zentriert in der Mitte angeordnet.

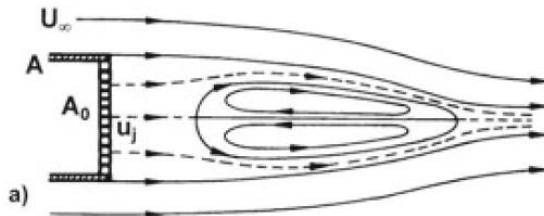


Abbildung 2.11: Stumpfkörper mit Ausblasung von Bearman [12]

Aus seinen Experimenten [12] hat sich ergeben, dass der Druck hinter dem Körper mit wachsendem Volumenstrom zunimmt. Die austretende Luft sorgt dafür, dass die Strömungsablösung vom Körperende weggeschoben wird. Sie fungiert wie eine Trennplatte im Bereich der passiven Strömungsbeeinflussung. Durch die erst weiter hinten stattfindende Verwirbelung, fällt der Widerstand des Körpers ab.

Geropp und Odenthal beschreiben in [8] Experimente zur Einblasung am Ende eines Kraftfahrzeugs über zwei Schlitze mit Nutzung des Coandâ-Effekts (Abbildung 2.12).

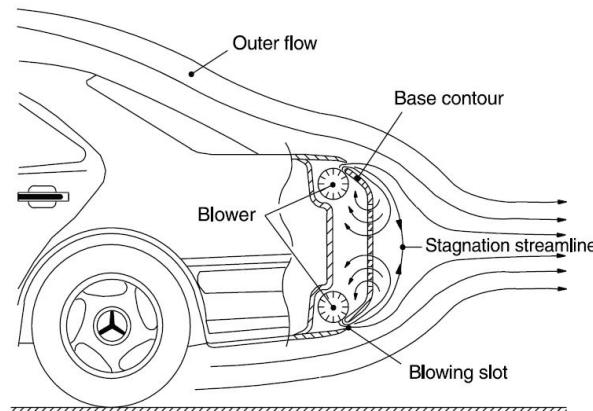


Abbildung 2.12: Stumpfkörper mit Ausblasung von Geropp [8]

Hierbei ist für die Beeinflussung der Grenzschicht die Ausblasung bei hohen Geschwindigkeiten erforderlich. Durch den Coandâ-Effekt wird die eingeblasene Luft in das Totwasser umgelenkt, wo sie wieder abgesaugt wird. Dadurch wird der Druck hinter dem Fahrzeug erhöht und der Gesamtwiderstand verringert. Die Experimente zeigen, dass eine Druckerhöhung von 50% und eine Widerstandsverringerung um 10% möglich ist. Außerdem wird ein Energivorteil für moderate Ausblasgeschwindigkeiten mathematisch festgestellt.

In [1] wird zusätzlich zu den vorher beschriebenen Verfahren die Ausblasung gepulst durchgeführt. Dabei soll der Einfluss von Frequenz und Amplitude auf das Widerstandsverhalten untersucht werden.

In Abbildung 2.13 ist der schematische Aufbau der gepulsten Ausblasung dargestellt. Diese wird über Ventile realisiert, die eine Rechteckkurve mit einem duty cycle von 40% erzeugen. Der duty cycle gibt den prozentualen Anteil des geöffneten Signalteils bezogen auf die gesamt mögliche Öffnung an. Direkt unter der Ausblastelle wird zusätzlich eine Coandâ-Fläche angebracht.

Mit steigender Frequenz und steigender Amplitude, wurde eine Umlenkung der Grenzschicht

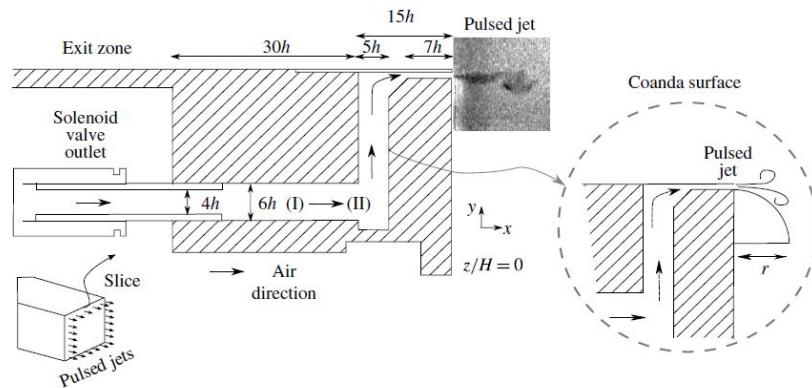


Abbildung 2.13: Ausblasung von [1]

beobachtet. Über eine gepulste Einblasung, nahe der natürlichen Ablösefrequenz der Strömung, kann nach [1] der Widerstand am meisten (10%) gesenkt werden. Bei zusätzlicher Nutzung der Coandâ-Fläche kann eine Reduktion von 20% erreicht werden.

Modi et al. [14] versucht durch drehende Zylinder den Widerstand zu reduzieren. Dabei werden unterschiedliche Modelle genutzt. Für erste Versuche wird das Modell in Abbildung 2.14 und später der Truck aus Abbildung 2.16 verwendet.

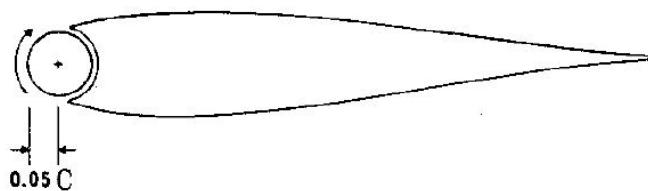


Abbildung 2.14: Stumpfkörpermodell mit Walze von Modi et al. [14]

Für den Körper in Abbildung 2.14 sind Strömungsbilder (Abbildung 2.15) aufgenommen worden. Diese sind mit einem Anstellwinkel des Körpers von 20 Grad entstanden. Das Verhältnis der

Drehgeschwindigkeit der Zylinder U_c bzgl. der Anströmgeschwindigkeit U wurde variiert.

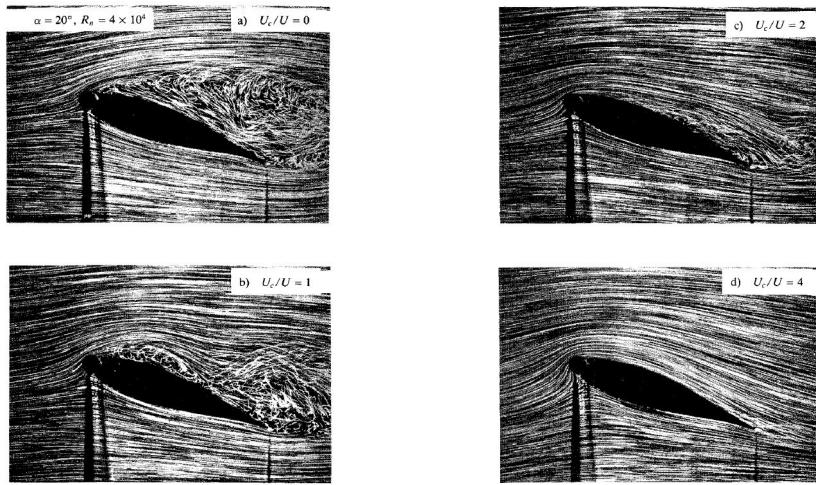


Abbildung 2.15: Strömungsbilder von Modi et al. [14]

Auf den Strömungsbildern (Abbildung 2.15) kann gut gesehen werden, dass bei nicht rotierenden Zylindern $U_c/U = 0$ (oben links) die Ablösung stark ist im Vergleich zu $U_c/U = 4$ (unten rechts), hier drehen die Zylinder viermal schneller als die Anströmung.

Bei den Versuchen am Truckmodell sind die Zylinder in einem ersten Veruch angeordnet, wie in

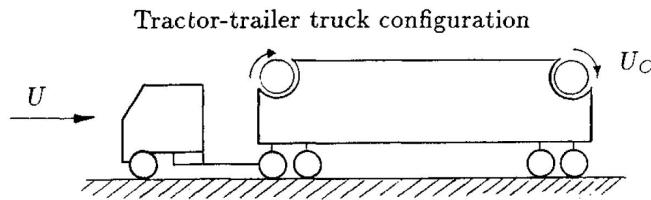


Abbildung 2.16: Erstes Truckmodell von Modi et al. [14]

Abbildung 2.16 dargestellt. Dabei werden die Rauhigkeiten der Zylinder variiert. Es gibt einen glatten Zylinder, einen mit einer Rauhigkeit von 40 und einen mit einer von 80. Außerdem wird wieder das Verhältnis der Drehgeschwindigkeiten der Zylinder U_c bzgl. der Anströmgeschwindigkeit U für alle drei Fälle variiert. Daraus ergeben sich die Widerstandsreduktionen in Tabelle 2.1.

Da der hintere Zylinder keinen Impuls in die Grenzschicht einbringen kann, wurde ein zweites

Zylinder	Widerstandsreduktion [%]	U_c/U
glatt	5	2
Rauhigkeit 80	10	2.1
Rauhigkeit 40	13	2.1

Tabelle 2.1: Widerstandsreduktion bei Modi

Experiment mit anderer Konfiguration durchgeführt. Dabei wurde ein Zylinder mit spiralförmiger Rille in der Oberfläche und einer mit einer Vielkeil-Verzahnung, deren Rillen parallel zur Drehachse verlaufen, verwendet. Die Position des ersten Zylinders bleibt unverändert, der Zwei-

te wird ans Ende des ersten Drittels der Truckoberseite positioniert (siehe Abbildung 2.17).

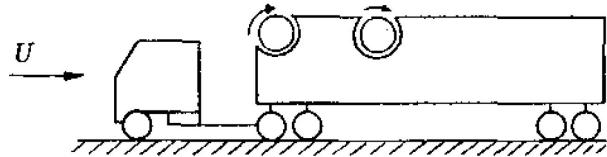


Abbildung 2.17: Zweites Truckmodell von Modi et al. [14]

Der spiralförmige Zylinder erzielte das gleiche Ergebnis, wie der Zylinder mit einer Rauigkeit von 40 im ersten Experiment. Der Vielkeil-Verzahnungszylinder hat allerdings einen großen Einfluss auf den Widerstand. Bei alleiniger Betrachtung des vorderen Zylinders wird eine Reduktion von 29% erreicht, beide Zylinder erreichen bis zu 41%.

In [9] wird eine rückwertsgewandte Stufe ein 2D-Modell und anschließend ein 3D-Modell (Abbildung 2.18) untersucht. Das besondere dabei ist die Anregungsform über einen Lautsprecher, der ein monofrequentes, sinusförmiges Anregungssignal durch kleine Löcher in die Strömung gibt. Durch die Sinusfunktion wird erreicht, dass die eingeströmte Masse über eine Periode betrachtet gleich Null ist. Neben der Untersuchung im Windkanal wurde eine instationäre Simulation entwickelt und validiert, welche einen genauen Einblick in die Wirbelstrukturen ermöglicht.

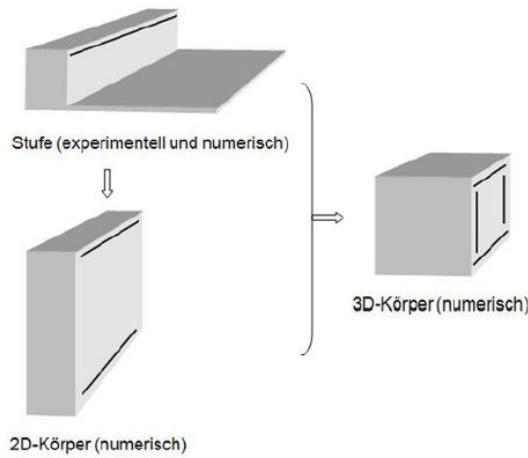


Abbildung 2.18: Modelle nach Gong [9]

Bei einer hochfrequenten Anregung kann die Bildung von Wirbeln unterdrückt werden. Dadurch wird der Druck hinter der Basis erhöht und der Luftwiderstand des Körpers sinkt.

Alle bisher vorgestellten Verfahren haben nur eine Steuerung des Vorgangs betrachtet. Darauf aufbauend wird in [10] zusätzlich eine Regelung des Mechanismus der Strömungsbeeinflussung eingeführt. Dabei sollen äußere Störungen berücksichtigt werden, wie beispielsweise sich gegenseitig beeinflussende Kraftfahrzeuge.

Im Rahmen der Arbeit [10] wurden unterschiedliche Körper ähnlich zu denen in Abbildung 2.18 analysiert. An der rückwärts gewandten Stufe wurde erfolgreich die Wideranlegelänge über einen segmentierten Schlitz an der Stufenkante geregelt. Außerdem konnte eine Unterdrückung von Störungen erreicht werden. Das Ganze wurde über eine Robuste Regelung realisiert.

Am stumpfen Körper wurde mit Hilfe einer Phasenregelung an Ober- und Unterseite eine Widerstandsreduzierung von bis zu 15% erreicht.

Die Tandemkonfiguration (zwei Körper hintereinander) wurde im Rahmen einer Machbarkeitsstudie [10] untersucht und für zukünftige Arbeiten als sinnvoll betrachtet. Dabei geht es um die Störeinflüsse, die der erste Körper auf den Zweiten hat und wie dieser die Störung über eine Regelung beseitigen kann, sodass auch beim zweiten Körper eine Widerstandsreduzierung möglich ist.

Die Regelung stellt einen weiteren Schritt in Bezug auf eine Widerstandsreduktion von Stumpfkörpern dar. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Regelung nicht mit betrachtet, da erst das neue Konzept untersucht werden muss.

Kapitel 3

Konstruktion der rotierenden Walzen (NB)

Bevor das Experiment im Windkanal stattfinden kann, müssen die rotierenden Walzen für den Stumpfkörper konstruiert werden. Die Walzen sitzen am Ende des Körpers, wie in Abbildung 3.1 gezeigt. Es sind drei unterschiedliche Walzenpaare entstanden: ein glattes Walzenpaar, ein gezahntes Walzenpaar mit einem duty cycle von 33% und ein gezahntes Walzenpaar mit einem duty cycle von 50 %.

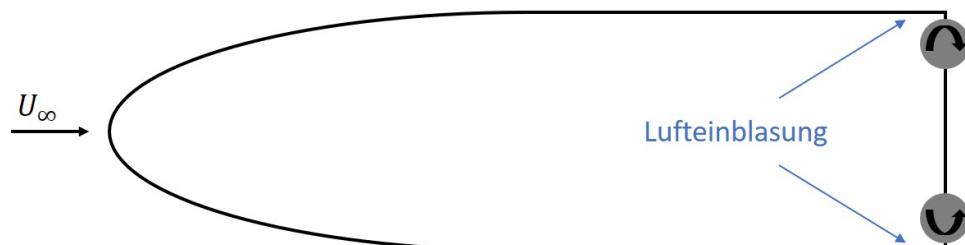


Abbildung 3.1: schematische Darstellung des VersuchsmodeLLS

Die rotierenden Walzen erfüllen die Aufgabe, der gepulsten Einblasung in die Strömung am Ende des Stumpfkörpers.

Die Walzen bestehen aus einer Aluminium Innenewelle und einem mit Presspassung verbundenen Teflonrohr. In dem Teflonrohr ist die entscheidende Zahngemetrie eingebracht. Für die Konstruktion des Teflonrohrs mussten folgende Aspekte betrachtet werden:

1. Zahnform
2. Anzahl der Zähne
3. Zahnöffnung

3.1 Zahnform

Für die Wahl einer Zahnform muss erst das auf die Strömung aufgebrachte Signal festgelegt werden. Als Signale kommen dafür unterschiedliche Funktionen in Frage: Sinus-Funktion, Dirac-Impuls, Heaviside-Funktion usw..

Bei der endgültigen Wahl eines Signals ist der fertigungstechnische Aspekt ein weiterer wichtiger Parameter, der in diesem Fall die Wahl des Signals entschieden hat. Als finales Wellendesign wurden die zwei Wellen aus Abbildung 3.2 gefertigt. Diese wurden gewählt, da eine Fräsbearbeitung des Teflonrohrs zu strömungsmechanisch ungünstigen Effekten geführt hätte. Der Fräser hat immer eine endliche Breite, sodass die Strömung durch die eventuell auftretenden minimalen Kanten zwischen den einzelnen Fräsbahnen gestört werden könnte. Somit wurde sich für eine Fertigung auf der Drehmaschine entschieden. Dabei wurden die Zahntäler über eine exzentrische Einspannung erreicht. Die Wahl für zwei Wellen wird im Folgenden näher betrachtet.

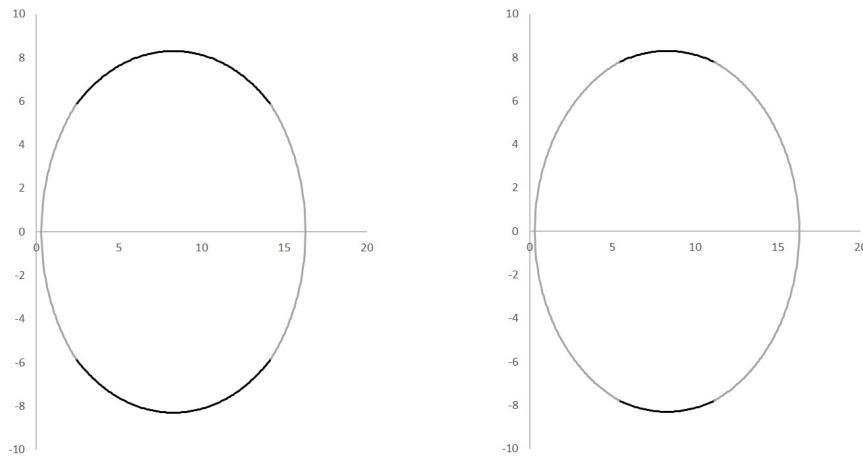


Abbildung 3.2: Querschnitt durch die finalen Walzen

Die Walzenformen lassen sich über mehrere Kreisfunktionen auf unterschiedlichen Intervallen darstellen (verschiedene Farben in Abbildung 3.2). Die linke Walze kann beschrieben werden über Gleichung 3.1.

$$f_1(x) = \pm\sqrt{9,15^2 - (x - 9,45)^2} \quad x \in [0, 3; 2, 42] \quad (3.1)$$

$$g_1(x) = \pm\sqrt{8,3^2 - (x - 8,3)^2} \quad x \in [2, 42; 14, 18]$$

$$h_1(x) = \pm\sqrt{9,15^2 - (x - 7,15)^2} \quad x \in [14, 18; 16]$$

Die rechte Walze kann beschrieben werden über Gleichung 3.2.

$$f_2(x) = \pm\sqrt{8,48^2 - (x - 8,78)^2} \quad x \in [0, 3; 5, 39] \quad (3.2)$$

$$g_2(x) = \pm\sqrt{8,3^2 - (x - 8,3)^2} \quad x \in [5, 39; 10, 61]$$

$$h_2(x) = \pm\sqrt{8,48^2 - (x - 7,82)^2} \quad x \in [10, 61; 16]$$

Aus der Form der Walzen, die die Zahnform darstellen, lässt sich rückwirkend auf die Signalform schließen. Das Signal ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Ein Wert von 0.3 mm entspricht dabei einem offenen Signal, d.h. es wird Luft in den Spalt eingeblasen. Bei einem Wert von 0 mm findet keine Einblasung statt. In den Graphiken ist ein Signalverlauf für eine Viertelumdrehung der Walze dargestellt. Aufgrund von Symmetrie folgt im weiteren ein spiegelverkehrter Verlauf und danach eine periodische Fortsetzung, wie in Abbildung 3.4 dargestellt.

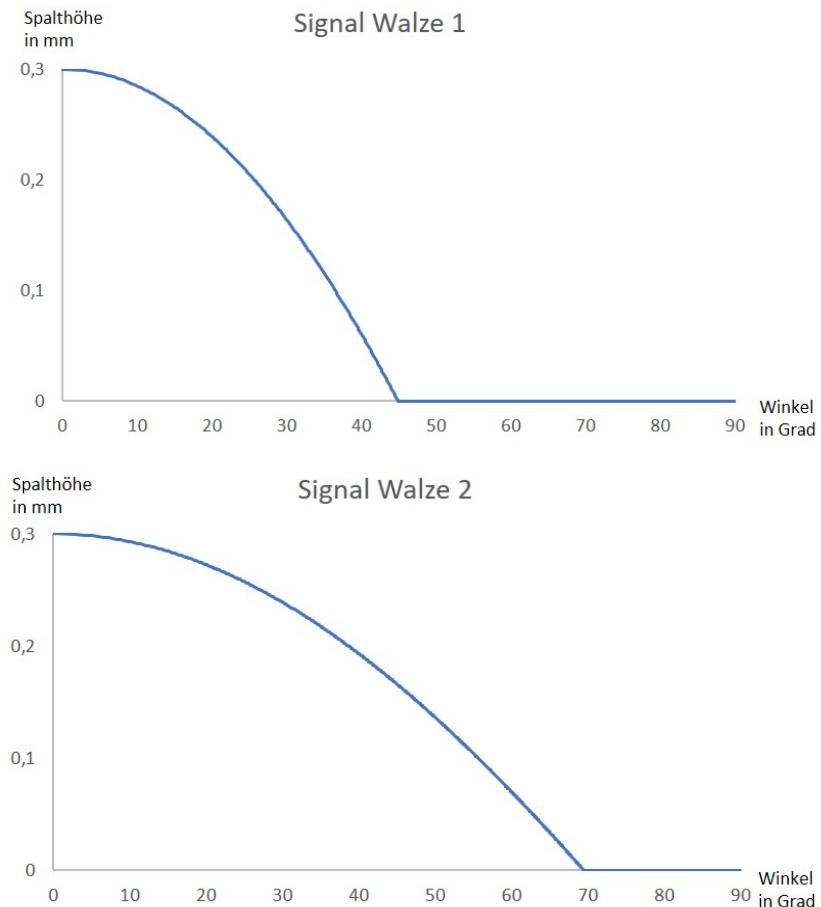


Abbildung 3.3: Signalverlauf der Walzen



Abbildung 3.4: Periodische Signale der Walzen

3.2 Anzahl der Zähne

Als zweites wird im Folgenden auf die Entscheidung der Anzahl der Zähne detaillierter eingegangen. Ein ausschlaggebender Punkt ist dabei, dass die Einblasung mit einer Frequenz in Umgebung der Ablösefrequenz der Strömung durchgeführt wird, besonders interessant ist eine Frequenz leicht oberhalb der Ablösefrequenz (siehe [16]). Außerdem soll die Drehzahl der Elektromotoren nicht über- bzw. unterschritten werden. Diese liegt maximal bei 3650 Umdrehungen pro Minute und minimal bei 100 Umdrehungen pro Minute.

Die Ablösefrequenz der Strömung kann über die dimensionslose Strouhal-Zahl mit Gleichung 2.2 bestimmt werden. Wenn diese nach der gewünschten Variable umgestellt wird (siehe Gleichung 3.3) und die gegebenen Werte aus Tabelle 3.1 eingesetzt werden, kann die Frequenz

$$f = \frac{Str * U_\infty}{D} = \frac{0,23 * 15 \text{ m s}^{-1}}{0,0534 \text{ m}} = 64.61 \text{ Hz} \quad (3.3)$$

berechnet werden.

Parameter	Wert
Strouhal-Zahl	0,23
Anströmgeschwindigkeit	15 m s ⁻¹
Profildicke	53,4 mm

Tabelle 3.1: Modellwerte für Frequenzberechnung

Aus der Frequenz, die mindestens erreicht werden soll, kann nun berechnet werden, wie schnell sich die Walze mit welcher Zähnezahl drehen muss. Das Ergebnis für unterschiedliche Zähne findet sich in Tabelle 3.2.

Anzahl der Zähne	Drehgeschwindigkeit der Welle [Hz]	Drehgeschwindigkeit der Welle [rpm]
1	64,61	3876,6
2	32,30	1938,0
4	16,15	969,0
6	10,77	646,2
8	8,08	484,8
10	6,46	387,6

Tabelle 3.2: Zähnezahlen mit zugehörigen Frequenzen

Aufgrund von Symmetrie und um dem möglichen entstehen einer Unwucht entgegen zu wirken, wurde sich für eine gerade Zähnezahl entschieden. Da eine ausreichend große Lücke benötigt wird, um den Zähnen einen effektiven Luftausstoß zu gewährleisten, wurde sich für eine Zähnezahl von zwei pro Walze entschieden.

3.3 Zahnöffnung

Als dritten Aspekt der Zahngestaltung wird im Folgendem die Zahnöffnung betrachtet. Es wurden zwei Walzen mit zwei unterschiedlichen duty cycles gefertigt. Die Berechnungen des duty cycles für die erste Walze ist über Integration von Gleichung 3.1 und für die zweite Walze von Gleichung 3.2 an einer Viertelwalze erfolgt. Für die Berechnungen wird das MATLAB Skript aus Abbildung 3.5 verwendet. Somit ergibt sich für die erste Walze ein duty cycle von 33% und für die zweite von 50%.

```
%Berechnung der Zahnöffnung
%Exzentrizität 1
f=@(x) sqrt((9.15.*9.15)-((x-9.45).* (x-9.45)));
q=integral(f, 0.3, 2.42);

%Exzentrizität 2
%f=@(x) sqrt((8.48.*8.48)-((x-8.48-0.3).* (x-8.48-0.3)));
%q=integral(f, 0.3, 5.39);

%Teil 2
g=@(x) sqrt((8.3.*8.3)-((x-8.3).* (x-8.3)));
r=integral(g, 2.42, 8.3); %Schnittpkt anpassen

%Außenkreis 16,6mm
h=@(x) sqrt((8.3.*8.3)-((x-8.3).* (x-8.3)));
s=integral(g, 0, 8.3);

%Innenkreis 16mm
t = pi.* 8.*8 / 4;

%freie Fläche
zahnf=q+r-t;
spaltf=s-t-zahnf;

prozent = spaltf /(s-t);

%Ausgabe
disp(['Zahnöffnung ' num2str(prozent)])|
```

Abbildung 3.5: MATLAB Skript zur Berechnung der Zahnöffnung

Kapitel 4

Mathematische Vorgehensweise (FT)

Damit das Ziel der Arbeit erreicht werden kann, müssen aus den Versuchsdaten die jeweiligen Widerstandswerte des Körpers bestimmt werden. Darüber hinaus ist es erforderlich, abzuschätzen, ob die gewählte Form der Strömungsmodifikation unter dem Schlussstrich Energie einsparen kann, oder, ob für die Aktuationsmechanismen möglicherweise sogar mehr Energie aufgewandt werden muss, als an Einsparung gewonnen werden kann.

Zusätzlich ist es von Interesse zu bestimmen, wie groß der Impulsstrom ist, der durch die Aktuation in die Strömung eingebracht wird und diesen adäquat zu kennzeichnen.

Die Gleichungen für diese Zwecke sollen in diesem Kapitel hergeleitet und näher erläutert werden.

4.1 Bestimmung des Widerstands mittels des Impulssatzes

Wie in Kapitel 2 beschrieben, besteht die Widerstandskraft W eines Körpers innerhalb einer Unterschallströmung im Wesentlichen aus den beiden Anteilen Reibungswiderstand und Druckwiderstand:

$$W = W_R + W_D \quad (4.1)$$

Bei schlanken Körpern dominiert der Reibungswiderstand W_R der aus Schubspannungen in der Grenzschicht der Geometrie resultiert. Bei stumpfen Körpern hingegen ist in fast allen Fällen der Druckwiderstand W_D für den größeren Anteil verantwortlich. W_D hat seinen Ursprung wie bereits erwähnt in einer über den Körper schwankenden Druckverteilung.

Bei der Untersuchung in dieser Arbeit sollen diese beiden Anteile im Folgenden jedoch nicht explizit auseinander gehalten bzw. separat bestimmt werden, da dies für das Aufzeigen und Quantifizieren des veränderten Verhaltens durch aktive Strömungskontrolle nicht notwendig ist. Wir behandeln im Folgenden also nur die gesamte Widerstandskraft.

Der Widerstand W eines stumpfen Körpers innerhalb einer Strömung macht sich als Impulsverlust stromabwärts der umströmten Geometrie bemerkbar [12]. In Abbildung 4.1 sieht man diesen Sachverhalt durch die Delle im Geschwindigkeitsverlauf hinter dem Körper veranschaulicht.

Aus diesen Überlegungen folgt, dass die gesuchte Größe W bestimmt werden kann, indem der

Geschwindigkeitsverlauf der Strömung im Nachlauf betrachtet und mittels des Impulssatzes ausgewertet wird.

Der Widerstand des Körpers selbst lässt sich also finden, wenn ein Kontrollvolumen wie in Abbildung 4.1 um den Körper gelegt und eine Impulsbilanz aufgestellt wird [12]. Es wird im Folgenden vereinfacht von einer horizontalen, inkompressiblen 2D-Strömung ausgegangen und der Impulssatz in x-Richtung

$$\rho \int_{(K)} u_x dQ = F_{Kx} + F_{Px} + F_{Sx} \quad (4.2)$$

betrachtet.

Die Dichte der umströmenden Luft wird hierbei mit ρ und die x-Komponente des Geschwindigkeitsvektors mit u_x und der über die Kontrollfläche tretende Volumenstrom mit Q bezeichnet. Zudem entspricht in Gleichung 4.2 F_{Kx} den angreifenden Volumenkräften, F_{Px} der am freien Teil des Volumen angreifenden Oberflächenkräfte (Druckkraft) und F_{Sx} der Stützkraft.

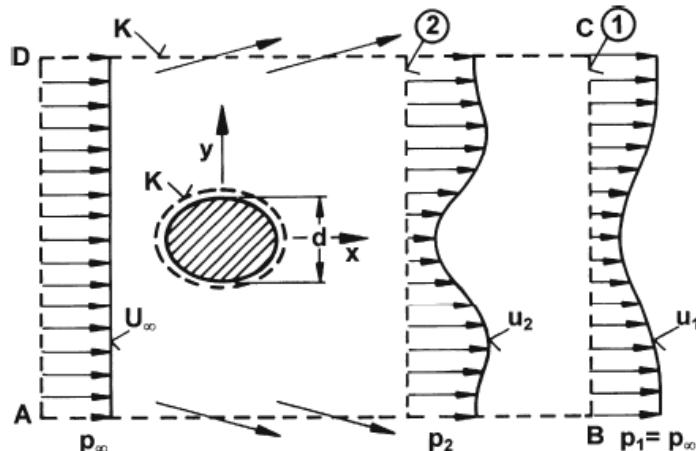


Abbildung 4.1: Kontrollvolumen K um einen Körper mit Geschwindigkeitsverteilungen $u(x,y)$ [12]

Die Volumenkraft F_{Kx} kann dabei zu null gesetzt werden, da die Strömung in Richtung x horizontal verläuft und folglich kein Gravitationseinfluss berücksichtigt werden muss. Auch abgesehen von der Gewichtskraft wirken keine anderen Volumenkräfte.

Wenn das Kontrollvolumen, wie es in Abbildung 4.1 zu sehen ist, weit genug ab vom Körper gelegt ist, herrscht an den Begrenzungsrändern AD, BC, AB und DC der konstante Druck p_∞ . Dies resultiert in einer Druckkraft $F_{Px} = 0$, da sich die Kräfte an den Rändern gegenseitig aufheben.

Infolgedessen kann die Stützkraft nun also dem Nettoimpulsfluss gleichgesetzt werden, der

$$\rho \int_{(K)} u_x dQ = -\rho b \int u_1 (U_\infty - u_1) dy = F_{Sx}. \quad (4.3)$$

lautet.

Hier ist b die Breite des Modells senkrecht zur Zeichenebene und U_∞ die Geschwindigkeit der umgestörten Anströmung.

Die Stützkraft des festen Teils des Kontrollvolumens - also des Stumpfkörpers - hängt mit dem Widerstand in der Form

$$W = -F_{Sx} \quad (4.4)$$

zusammen.

W ist also gleich der Stützkraft mit negativem Vorzeichen.

Daraus folgt der Ausdruck für den Widerstand zu

$$W = \rho b \int u_1(U_\infty - u_1) dy. \quad (4.5)$$

Der Widerstand lässt sich für bessere Vergleichbarkeit dimensionslos über den Widerstandsbeiwert C_w ausdrücken. Dieser ist als

$$C_w = \frac{W}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 bd} \quad (4.6)$$

definiert.

Nach Einsetzen der Gleichung 4.5 ergibt sich für den Widerstandsbeiwert

$$C_w = \frac{2}{U_\infty^2 d} \int u_1(U_\infty - u_1) dy. \quad (4.7)$$

Um den Geschwindigkeitsverlauf zu bestimmen, können mehrere Methoden angewandt werden, wobei im Rahmen dieser Arbeit die Geschwindigkeiten aus den dynamischen Drücken ermittelt werden.

Der Messrechen im Nachlauf liefert hierzu statische Drücke und Totaldrücke.

Da die Wirbel an der Körperrückseite periodisch ablösen, erwarten wir am Ort der Messungen - sprich im Nachlauf - ebenfalls periodische Druckschwankungen. Von Relevanz für die zu untersuchenden Fragestellung sind dabei allerdings nur die Mittelwerte dieser Messungen über mehrere Perioden. Diese werden für die einzelnen Sonden in der Form

$$\bar{p} = \sum_{i=0}^n \frac{p_i}{n} \quad (4.8)$$

zeitlich gemittelt. Die Summe aller über einen Zeitraum genommenen Drücke p_i wird hierbei

durch die Anzahl n dieser Drücke innerhalb dieses Zeitraums geteilt. Diese Mittlung gleicht zudem in gewissem Maße das unvermeidbare Messrauschen aus.

Über den die Definition des dynamischen Drucks q bzw. den Zusammenhang

$$u_1(y) = \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_t - p_\infty)} = \sqrt{\frac{2}{\rho}q(y)} \quad (4.9)$$

lässt sich wie oben beschrieben der Geschwindigkeitsverlauf aus den gemessenen Drücken bestimmen und in Gleichung 4.7 einsetzen.

Wobei $u_1(y)$ die Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf in Abhängigkeit der y -Koordinate und q der gemessene dynamische Druck ist.

Mit Hilfe dieser Formeln kann nun eine mögliche Reduktion des Widerstandsbeiwertes festgestellt werden.

Diese gesamte Vorgehensweise zur Bestimmung des Widerstands ist legitim, wenn an der Messstelle im Nachlauf näherungsweise angenommen werden kann, dass der statische Druck wieder p_∞ entspricht. In diesem Fall heben sich die Druckterme im Impulssatz auf beiden Seiten des Kontrollvolumens gegenseitig auf. Wird die Nachlaufdelle hingegen näher am Körper gemessen, weicht der dort gemessene statische Druck von p_∞ ab. Solche Abweichungen lassen sich durch die messtechnische Anordnung häufig nicht vermeiden - können nach *B.M. Jones* aber durch eine Korrektur berücksichtigt werden, wie sie beispielsweise bei *Schlichting* [21] zu finden ist.

Hierbei werden die Drücke, die theoretisch an einem Querschnitt (1) Abbildung 4.1 weit genug weg vom Körper und somit von der statischen Druckabweichung herrschen, auf Drücke zurückgeführt, die näher am Körper tatsächlich gemessen werden [21]. Der neue Querschnitt, bei welchem die Messung stattfindet, erhält den Index (2).

Der Widerstand in diesem Fall ergibt sich zu

$$W = 2b \int \sqrt{p_{t2}(y) - p_2(y)} \left(\sqrt{p_{t\infty} - p_\infty} - \sqrt{p_{t2}(y) - p_\infty} \right) dy_2. \quad (4.10)$$

Wobei p_{t2} und $p_{t\infty}$ dem Totaldruck im Nachlaufquerschnitt respektive dem Totaldruck der ungestörten Anströmung entspricht.

Für den Widerstandsbeiwert erhält man

$$C_w = 2 \int_{(2)} \sqrt{\frac{p_{t2}(y) - p_2(y)}{q_\infty}} \left(1 - \sqrt{\frac{p_{t2}(y) - p_\infty}{q_\infty}} \right) d\left(\frac{y}{d}\right). \quad (4.11)$$

Der Rechen, der die Drücke liefert, sollte zu diesem Zwecke möglichst so platziert werden, dass die Nachlaufdelle komplett aufgenommen wird.

Da nur diskrete Werte der jeweiligen Druckverteilung auf diese Weise ermittelt werden, müssen die Druckverteilungen durch eine Fitting-Funktion angenähert werden. Hierzu eignet sich - der bisherigen Erfahrung nach - der Ansatz

$$\frac{p(y) - p_\infty}{p_{min} - p_\infty} = (1 + ay^2)^{by^2}. \quad (4.12)$$

In Gleichung 4.12 entspricht p_{min} dem niedrigsten Druck im Nachlauf und a und b sind Modellparameter [16].

Diese Vorgehensweise hat sich beispielsweise bei einem ähnlichem Modell durch *Oswald* bewährt [16].

Die *Matlab*-Funktion *nlinfit* wird hierbei genutzt, um die günstigsten Parameter für die Druckverteilungen durch nichtlineare Regression zu bestimmen.

Die von *nlinfit* ermittelten Druckverteilungen können dann zur Bestimmung des Widerstandsbeiwerts in Gleichung 4.11 eingesetzt werden.

Für die Auflösung des Integrals wird die *Matlab*-Funktion *integral* genutzt, die globale adaptive Quadratur zur numerischen Bestimmung des Integralwerts einsetzt [16].

Der vollständige *Matlab*-Code zur Berechnung des Widerstandsbeiwerts und der Druckverteilungen ist in Anhang B.1 zu finden.

4.2 Impulskoeffizient und Effizienzbetrachtung

4.2.1 Impulskoeffizient

Der Impulskoeffizient C_μ wird als Maß für die Intensität der Ausblasung verwendet und ist im Falle von kontinuierlicher Ausblasung als

$$C_\mu = \frac{\dot{m}_{jet} \cdot U_{jet}}{\frac{1}{2} \rho_\infty \cdot U_\infty^2 \cdot A_{ref}} \quad (4.13)$$

definiert [4]. Dabei entspricht \dot{m}_{jet} dem Massenstrom, der durch die Spalte ausgeblasen wird. U_{jet} bezeichnet die Geschwindigkeit dieses Ausblasestroms. A_{ref} wiederum dient als Bezugsfläche. Im Falle des getesteten Stumpfkörpers wird als A_{ref} die projizierte Fläche der Körperhöhe verwendet, da beispielsweise der Druckwiderstand einen proportionalen Zusammenhang zu dieser, für stumpfe Körper, charakteristischen Fläche besitzt.

Die Periodizität der Ausblasung, wie sie im Fall der zweiten Versuchskonfiguration auftritt, kann zusätzlich im Impulskoeffizienten berücksichtigt werden und führt letztendlich auf die Form [3]

$$\langle C_\mu \rangle = \frac{\rho_{jet} \langle U_{jet}^2 \rangle \langle A_{Spalt} \rangle}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 A_{ref}}. \quad (4.14)$$

In Gleichung 4.14 steht der $\langle \rangle$ -Operator für die jeweiligen zeitlichen Mittelwerte und A_{Spalt} bezeichnet die Fläche des Ausblasespalts.

Da sowohl Plenumsdruck und somit auch die Ausblasegeschwindigkeit U_{jet} , als auch der Spaltquerschnitt über die Umdrehung der Walzen schwanken, müssen diese Einflüsse wie in Gleichung 4.14 Eingang in die Formel für C_μ im Falle der periodischen Aktuation finden.

Für das mit der Zeit variierende A_{Spalt} wird die mittlere Spalthöhe, die sich von dem Zeitpunkt der Öffnung des Spalts bis zu dem Zeitpunkt, an dem der Spalt gerade wieder geschlossen ist, ermittelt. Durch die Betrachtung des in Kapitel 3 in Abbildung 3.4 dargestellten Spalthöhenverlaufs ergibt sich ein $\langle h_{Spalt,offen} \rangle$ von ca. 0,19 mm.

Die mittlere Spalthöhe über eine komplette Umdrehung ergibt sich durch die Multiplikation mit dem Tastgrad α .

U_{jet} muss im Falle der neu erprobten Testkonfiguration mit ovalen Wellen über die Plenumsdrücke berechnet werden. Zunächst werden aus den kontinuierlich ermittelten Messwerten für die beiden Drücke p_{Plenum} mittlere Werte gebildet, die als Ausgangspunkt der Berechnung dienen.

Wir gehen weiterhin davon aus, dass der im Plenum vorhandene Druck vollständig in dynamischen Druck umgesetzt wird:

$$\langle p_{Plenum} \rangle = q_{jet} \quad (4.15)$$

In Gleichung 4.15 ist q_{jet} der dynamische Druck des Druckluftjets.

Da wir eine inkompressible Strömung annehmen, kann die Geschwindigkeit $\langle U_{jet} \rangle$ nun als

$$\langle U_{jet} \rangle = \sqrt{\frac{2\langle p_{Plenum} \rangle}{\rho_{jet}}} = \sqrt{\frac{2\langle p_{Plenum} \rangle}{\rho_\infty}} \quad (4.16)$$

ausgedrückt werden.

Darüber hinaus muss wie bereits erwähnt der Tastgrad (*engl: duty cycle*) des Signals der Walzen α mit betrachtet werden. Bei den getesteten Walzen folgt für 50 % Tastgrad, dass die Ausblasung zumindest theoretisch exakt über die Hälfte einer Walzenumdrehung erfolgt.

Wenn nun zusätzlich bedacht wird, dass über zwei als gleich angenäherte Spalte ausgeblasen wird, kürzt sich dieser Faktor 2 genau mit dem Tastgrad und wir erhalten als modifizierten Impulskoeffizienten für die zweite Testkonfiguration

$$\langle C_\mu \rangle = \frac{\rho_{jet} \langle U_{jet}^2 \rangle \langle A_{Spalt} \rangle}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 A_{ref}} = \frac{2\langle p_{Plenum} \rangle \langle h_{Spalt,offen} \rangle \cdot b_{Spalt}}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 A_{ref}} \quad (4.17)$$

Mittels des Impulskoeffizienten kann die Effektivität der Ausblasung beschrieben werden. Auch für den Vergleich zwischen den untersuchten Walzenpaaren und mit den Daten von *Bilges* [2] ist die Betrachtung des Impulskoeffizienten maßgeblich.

4.2.2 Leistungskoeffizient und Leistungsrate

Eine alleinige Betrachtung und ein Vergleich der C_w -Werte für den Fall ohne Druckluftzuführung und rotierende Walzen, sowie den Fall mit aktiver konstanter sowie periodischer Stromungsbe-

einflussung ist nicht ausreichend, um eine vollständige Bewertung der unterschiedlichen Konfigurationen vorzunehmen.

Die durch eine Widerstandsreduktion bedingte Leistungseinsparung im Anwendungsfall könnte durchaus durch die extern aufzubringende Leistung für Druckluft und Walzenrotation ausgeglichen oder übertroffen werden, sodass letztendlich zusätzliche Energie aufgebracht und der Zweck der Anwendung verfehlt würde.

Ob diese Form der Strömungsbeeinflussung also eine reale Netto-Leistungseinsparung zur Folge hat, muss folglich durch andere Kennzahlen quantifiziert werden.

Zunächst verwenden wir für die Effizienzbetrachtung eine Leistungsrate PR , die als

$$PR = \frac{(W_0 - W) \cdot U_\infty}{\frac{1}{2} \dot{m}_j u_j^2 + P_M} \quad (4.18)$$

eingeführt wird [7].

Der Zähler drückt die eingesparte Widerstandsleistung des Falls mit aktiver Strömungsbeeinflussung im Vergleich mit dem neutralen Fall aus. Dieser Term quantifiziert somit, in welchem Umfang die Energiedissipation in der Strömung im zweiten Versuch reduziert wird.

Der Nenner repräsentiert hingegen die Leistung welche dem Modell bzw. der Strömung von externer Quelle zugeführt werden muss, um den gewünschten Effekt zu erzielen.

Der erste Summand $\frac{1}{2} \dot{m}_j u_j^2$ charakterisiert die kinetische Leistung der Druckluft-Jets, die durch die Spalte ausgeblasen werden. Diese Darstellung vernachlässigt, dass die Druckluftbeaufschlagung in den Leitungen Verluste mit sich trägt und auch der Kompressor selber keinen optimalen Wirkungsgrad besitzt. Somit handelt es sich bei diesem Term um die idealisierte Jet-Leistung.

Der zweite Summand P_M ist die kombinierte Motorleistung und trägt dem Zustand Rechnung, dass die rotierenden Walzen von zwei Elektromotoren angetrieben werden müssen. Diese sind für den Ausgleich der an den Walzen auftretenden Widerständen wie Reibung an den Lagern zuständig. Diese Leistung wird mittels eines Leistungsmessgeräts ermittelt und manuell für die Versuchsreihen notiert.

Eine negative Leistungsrate kennzeichnet Fälle in denen der Widerstand gegenüber der Referenzmessung gestiegen ist. Eine positive Leistungsrate unterhalb von 1 ergibt sich bei Konfigurationen, bei denen zwar der Widerstand durch die Aktuation gesenkt werden, dieser Gewinn die Kosten aber nur anteilig ausgleichen kann.

Erst bei Leistungsraten oberhalb von $PR = 1$ wird durch die aktiven Maßnahmen zur Widerstandsreduzierung eine tatsächliche Leistungsersparnis generiert.

Mit Gleichung 4.6 kann man die Leistungsrate auch als

$$PR = \frac{(C_{W0} - C_W) \cdot \frac{\rho_\infty}{2} U_\infty^3 A_{ref}}{\frac{1}{2} \dot{m}_j u_j^2 + P_M} \quad (4.19)$$

schreiben.

Des Weiteren wird als weitere Größe noch der Leistungskoeffizient C_{Power} benötigt, welcher als

$$C_{Power,jet} = \frac{E_{jet}\dot{m}_{jet} + p_{jet}U_{jet}A_{jet} - (E_p\dot{m}_p + p_pU_pA_p)}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^3 A_{ref}} \quad (4.20)$$

mit

$$E = c_v T + \frac{U^2}{2} \quad (4.21)$$

definiert ist [12].

Größen mit Index p entsprechen dabei den Größen innerhalb des Plenums, in dem die Strömung nicht kontrahiert wird. Des Weiteren bezeichnet c_v die spezifische Wärmekapazität von Luft bei konstantem Volumen, T die Temperatur der Luft und U die Geschwindigkeit.

Dieser Koeffizient drückt das Verhältnis der aufzubringenden Leistung durch die Aktuation zur in der Antströmung vorhandenen Leistung aus.

Im Rahmen dieser Versuche wenden wir auf Gleichung 4.20 einige Vereinfachungen an.

Zunächst treffen wir die Annahmen, dass die Temperatur innerhalb des ausgeblasenen Luftstroms gleich der Temperatur im Plenum ist

$$T_{jet} = T_{Plenum} \quad (4.22)$$

und wir näherungsweise davon ausgehen können, dass im Plenum keine Strömungsgeschwindigkeit

$$U_{Plenum} \approx 0 \quad (4.23)$$

vorliegt.

Des Weiteren nehmen wir, wie zuvor, an, dass die Strömung inkompressibel ist und somit

$$\rho_{jet} = \rho_{Plenum} = \rho_\infty \quad (4.24)$$

gilt.

Damit folgt für den Leistungskoeffizienten der Ausblasung

$$C_{Power,Jet} = \frac{\frac{1}{2}U_{jet}^2 \cdot \dot{m}_{jet} + p_{jet}U_{jet}A_{jet}}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^3 A_{ref}}. \quad (4.25)$$

Im Falle periodischer Ausblasung muss anstatt A_{jet} wieder $\langle A_{jet} \rangle$ verwendet werden.

Neben der Ausblasung wird auch der Aktuation durch die Walzen ein Leistungskoeffizient zugewiesen, welcher als

$$C_{Power,M} = \frac{P_M}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^3 A_{ref}} \quad (4.26)$$

definiert wird. P_M entspricht hierbei wie zuvor der kombinierten Leistung der beiden Motoren.

Kapitel 5

Experimentelle Untersuchungen im Windkanal

5.1 Das Versuchsmode (TG)

Die Versuche werden am gleichen Modell durchgeführt, welches im Zuge der Arbeit von Bilges [2] verwendet wurde. Die Form entstammt der Arbeit von Oswald [16]. Eine Skizze des Modells ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

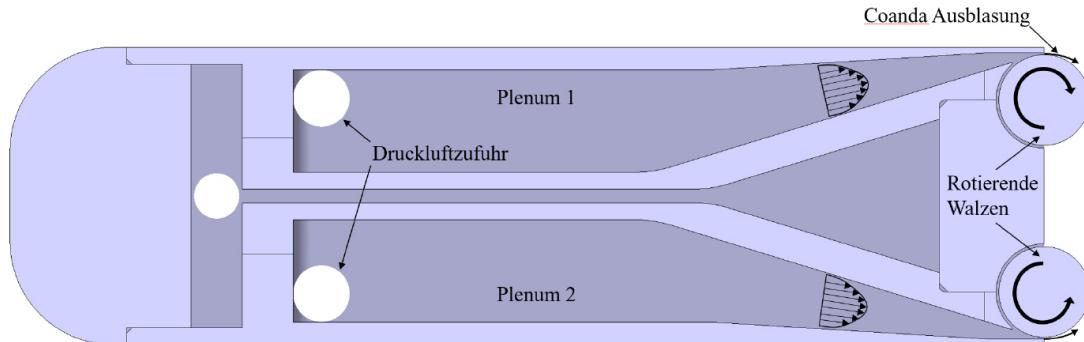


Abbildung 5.1: Skizze des Versuchsmode [2]

Im Inneren teilt sich der Stumpfkörper in zwei Kammern auf, welche mit Plenum 1 und Plenum 2 an der Ober- respektive Unterseite des Körpers bezeichnet sind. Über die eingezeichneten Öffnungen im vorderen Teil werden die beiden Plenen über 4 Druckluftschläuche mit bis zu 8 bar Druckluft versorgt, wobei diese in den Hinterteil des Körpers strömt. Hier findet durch den eingezeichneten Spalt eine Coanda-Ausblasung über die entgegengesetzt rotierenden Walzen aus Kapitel 3 statt.

Zur Bestimmung der Oberflächendrücke sind entlang der Körperkontur mittig an der Ober- und Unterseite 32 Druckluftbohrungen platziert worden. Die Position der Bohrungen sowie die folgend beschriebene Geometrie des Körpers ist in Abbildung 5.2 ersichtlich. Das Modell kann als D-Stumpfkörper klassifiziert werden und hat folgende Abmessungen:

$$\text{Höhe: } h = 53,4 \text{ mm}$$

Breite: $b = 390$ mm

Länge: $l = 190,6$ mm

Dabei ist die Breite des Modells so gewählt, dass dessen Seiten inklusive Flächendichtungen bündig an der Windkanalwand abschließen.

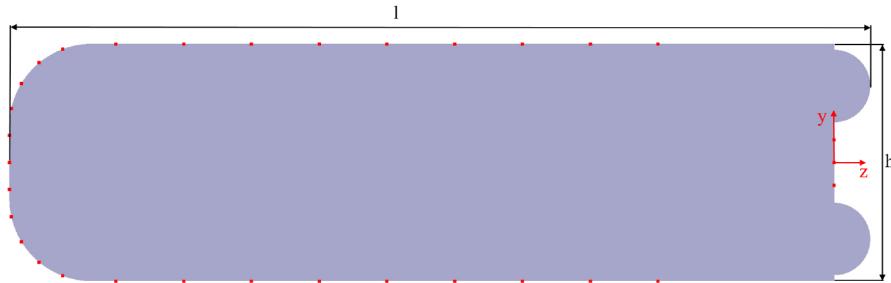


Abbildung 5.2: Geometrie des D-Stumpfkörpers mit eingezeichneten Druckbohrungen [2]

Die oben erwähnten Druckmessbohrungen sind in Abbildung 5.3a erkennbar. Deren Messschläuche werden vorne an den Seiten des Modells herausgeführt. Die Aluminiumholme rechts und links dienen zur Aufhängung und genauen Justierung des Modells innerhalb des Windkanals. Die beidseitig sichtbaren Messinganschlüsse sind die bereits erwähnten Anschlüsse für die Druckluft. Wie bereits in Abschnitt 2.1.4 erläutert wurde, erzeugt die Vorderkante eine laminare Ablöseblase, wie es in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Um Strömungsablösungen zu vermeiden, wird daher an der Vorderkante des Modells an der Ober- und Unterseite ein Zackenband befestigt. Dieses Band, welches vor der Ablösezone befestigt wird, dient als Wirbelgenerator und sorgt dafür, dass die laminare Strömung zwangsweise in turbulente Strömung umgewandelt wird. Auf Höhe der Ablöseblase sorgt die Turbulenz zu einem Energietransport quer zur Anströmung, was dazu führt, dass die Ablöseblase geschlossen wird und die Strömung früher wieder anlegt.

Wie in Abbildung 5.3b ersichtlich ist, sind an der Rückseite des Stumpfkörpers an Ober- und Unterseite des Modells jeweils 10 Schrauben montiert. Diese dienen der Einstellung des Ausblasespaltes. Das genaue Verfahren zur Einstellung des Spaltes wird in Abschnitt 5.3 erläutert.



a) Vorderansicht mit Zackenband an Ober- und Unterseite.
b) Rückansicht mit eingebauten Teflonwälzen.

Abbildung 5.3: Ansicht des Versuchsmodells

5.2 Windkanalbeschreibung (KK)

Für die experimentellen Untersuchungen steht der LNB (Leiser Niedergeschwindigkeitskanal Braunschweig) vom Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig zur Verfügung.

Dieser ist an beiden Enden offen und wird durch die Umgebungsluft im Raum versorgt, was als Eiffel-Bauart bezeichnet wird. (Abbildung 5.4). Durch eine besondere Art der Polsterung bzw. Schalldämpfer und einen geräuscharmen Elektroantrieb, ist dieser Windkanal so für einen möglichst leisen Betrieb konstruiert worden.



Abbildung 5.4: LNB-ISM TU Braunschweig

Testkörper, die für die Untersuchung eine maximale Anströmgeschwindigkeit von 20 m/s benötigen und die passende Größe haben, sind für Versuche in diesem Windkanal geeignet.

5.3 Versuchsvorbereitung

5.3.1 Vorgehensweise (KK)

Nicht nur bei der Versuchsvorbereitung, sondern auch während des Versuchs werden Messgeräte und -einrichtungen benötigt, ohne die eine sinnvolle Untersuchung und rechnerische Ermittlungen der Versuchsparameter nicht möglich sind.

Vor einer Windkanaluntersuchung sollte man mit diesen Messmitteln vertraut sein und den Windkanal für die Testanforderungen und die Eigenschaften des Testkörpers vorbereiten.

In diesem Kapitel werden die vorbereitenden Prozeduren und der Umgang mit den dafür benötig-

ten Messmitteln näher beschrieben.

Wie bei fast jedem anderen Versuch sollte eine möglichst hohe Sauberkeit des Testkörpers und des Windkanals gewährleistet werden, da kleine Fremdkörper und Partikel am Körper sowie den für die Untersuchung wichtigen Bereichen, die Strömung und die zu erwartenden Effekte und Phänomene ungewollt beeinflussen können. Außerdem können die Sonden und weitere Messgeräte verstopft oder beschädigt werden.

Um den Druckverlauf am Ausblaseschlitz messen zu können, muss der Testkörper möglichst parallel zu der beweglichen Achse der Drucksonde befestigt sein. Bereits geringe Parallelitätsabweichungen von weniger als $100 \mu\text{m}$ auf die Testkörperbreite von 390 mm können zu fehlerhaften Messungen führen. Deshalb wird die Parallelität mithilfe einer Messuhr eingestellt. Die Messuhr wird für die Messung der Längendifferenzen oder Längen eingesetzt. Mit einer üblichen Genauigkeit von $10 \mu\text{m}$ und einem Messbereich von 5 bis 60 mm eignen sich Messuhren für Parallelitäts- und Ebenheitsmessungen.

Der Totaldruck am Ausblaseschlitz wird mit einer Fischmaulsonde (s. Abbildung 5.5) gemessen. Die Fischmaulsonde ist im Prinzip ein an der Spitze plattgedrücktes Pitot-Rohr. Sie eignet sich am besten für Staudruckmessungen an bzw. in angeströmten Spalten. Ein übliches Pitot-Rohr besitzt eine Messbohrung an der Spitze, die normal zur Strömung steht. Somit wird sowohl der dynamische als auch der statische Druck zusammen aufgenommen. Dieser Druck wird auch als Staudruck bezeichnet und entspricht dem Gesamtdruck der Strömung.



Abbildung 5.5: Fischmaulsonde

Die Druckmesssonden - wie unter anderem die Fischmaulsonde - sind mittels dünnen Schläuchen mit einem oder mehreren Messmodulen verbunden, die mithilfe der piezoelektrischen Messanlage den Druck berechnen lassen. Hierbei wird der Umgebungsdruck als Referenz berücksichtigt.

Nachdem die Gleichmäßigkeit des Druckverlaufs erzeugt wurde, können die Druckluftschläuche, die für die Ausblasung notwendig sind, angeschlossen und der Testkörper eingebaut werden. Auf die Erzeugung des gleichmäßigen Druckverlaufs wird noch genauer in Abschnitt 5.3.2 eingegangen. Sie ist für die Ermöglichung der Annahme einer zweidimensionalen Strömung notwendig.

Da bei diesem Experiment ein symmetrischer Testkörper mit gegenläufigen Wellen untersucht wird, muss dieser auch symmetrisch eingebaut werden, sodass die Druckverteilung auf der Ober- und Unterseite gleich ist.

Der Druckverlauf und die Nachlaufdelle hinter dem Körper wird mit einem Druckmessrechen gemessen.

Der Rechen im Einsatz hinter dem Modell ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Dieser muss genügend



Abbildung 5.6: Druckmessrechen während des Versuchs

Abstand von der Hinterkante des Testkörpers haben, damit die Verwirbelungen im Totwassergebiet keinen Messfehler verursachen.

Der im Versuch eingesetzte Rechen, ist mit 22 Pitot-Sonden und fünf Prandtl-Sonden ausgestattet.

Die Prandtl-Sonden werden in diesem Versuch jedoch als statische Sonden eingesetzt.

Eine statische Sonde besitzt nur Bohrungen, die tangential zur Strömung angebracht sind und deshalb nur für die Messung des statischen Drucks geeignet sind. Damit die Bohrungen möglichst keinen dynamischen Druckanteil messen, müssen sie sich weit genug entfernt von der Sondenspitze befinden, da in und nach diesem Bereich die Strömung umgelenkt wird und lokal nicht mehr tangential zu den Bohrungsflächen steht.

Eine Prandtl-Sonde kombiniert die statische Sonde und das Pitot-Rohr.

Die von der seitlichen Bohrungen gemessenen Drücke laufen im inneren System gegen den an der Spitze gemessenen Staudruck.

Somit wird der statische Druck vom Gesamtdruck abgezogen und der dynamische Druck erhalten.

Die Anzahl der Pitot-Sonden sind deutlich höher als die der eingesetzten Prandtl-Sonden, da sich die Prandtl-Sonden wie oben beschrieben über seitliche Messbohrungen tangential zur Strömung befinden. Die Umströmung einer Sonde erzeugt einen dynamischen Anteil quer zur Hauptströmung. Dieser muss einen möglichst großen Abstand von der seitlichen Messbohrung der höher liegenden Sonde haben, um die Messfehler gering zu halten.

Da die Pitot-Sonden sich nicht in dieser Form einschränken bzw. stören lassen, kann - zugute einer hohen Auflösung - eine größere Anzahl von dieser Art Sonde eingesetzt werden.

Wie in diesem Versuch, kann es passieren, dass der Druckrechen nicht ausreichend groß ist, um den kompletten Nachlauf abzudecken.

Aus diesem Grund wird der Rechen asymmetrisch eingebaut, um Drücke am Nachlaufrand messen zu können. Da der Testkörper symmetrisch gefertigt und eingebaut ist, wird ein symmetri-

scher Druckverlauf erwartet. Somit können die „vom Rechen nicht abgedeckten Druckmesspunkte, von der gegenüberliegenden gedeckten Siete übernommen werden.“

Nach dem Einbau des Testkörpers und dem Einstellen des Rechens können die Motoren über die Sicherheitskupplungen an den Wellen befestigt werden.

5.3.2 Gleichförmigkeitsmessungen an der Ausblasung (AK)

Die Messung der Druckgleichförmigkeit wird einmal mit den glatten und einmal mit den ovalen Wellen durchgeführt. Die beiden unterschiedlichen Konfigurationen während der Vermessung sind in Abbildung 5.7 zu sehen.

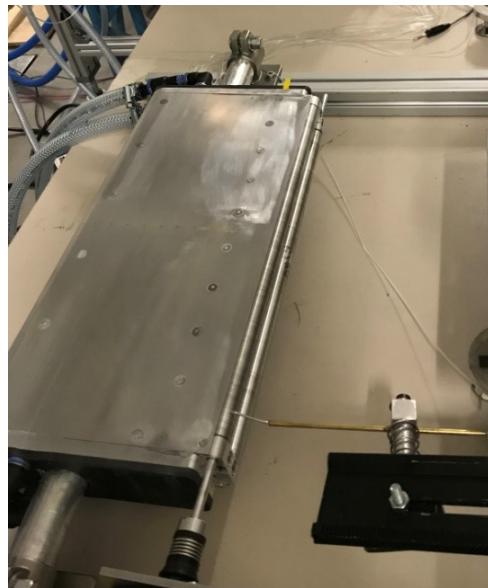


Abbildung 5.7: Gleichförmigkeitsmessungen am Modell mit eingebauten glatten Walten

Durch vier Schläuche, die an einem Kompressor mit 8 bar Druck angeschlossen sind, wird die Druckluft den beiden Plenen zugeführt. Damit die Strömung gleichförmig bleibt, sind die beiden Plenen groß ausgelegt.

Bei der Gleichförmigkeitsvermessung, muss beachtet werden, dass der Druck im ausgeblasenen Luftstrahl 1000 Pa nicht überschreitet, damit die Fischmaulsonde nicht beschädigt wird.

Die Spalthöhe der beiden Ausblaseschlitze sollte über die gesamte Spannweite 0,3 mm betragen. Dadurch wird sichergestellt, dass es keine spannweitigen Unterschiede in der Ausblasung und Strömung gibt. Fertigungsbedingt weichen die Spalthöhen an den Modellrändern aber von den geforderten 0,3 mm ab. Zudem hängen die glatten Wellen in der Mitte um etwa 0,04 mm durch [2]. Aus diesem Grund wurde die Druckmessung mit langsam rotierenden Wellen durchgeführt, was zu genauereren gemessenen Druckverteilungen führt.

Das Modell verfügt an Ober- und Unterseite über jeweils 8 Einstellschrauben, mit denen die Spalte lokal geschlossen und geöffnet werden können. Des Weiteren Durch Vergleich mit Führerlehrern werden an den glatten Wellen jeweils Spalthöhen eingestellt, die über die Spannweite zwischen 0,25 mm und 0,3 mm liegen.

Während der Messungen, werden außerdem beide Plenumsinnendrücke dauerhaft kontrolliert

und somit sichergestellt, dass die Ausblasung über die Spalte optimal und ohne starke Unterschiede zwischen Unter- und Oberseite abläuft. Bei einem mittleren Plenumsdruck von 500 Pa unterscheiden sich die Drücke um maximal 5 %. Diese Abweichung ist auf die innere Struktur des Modells zurückzuführen.

Für die Druckmessungen wird das Modell mit den glatten Wellen parallel zu einer Traverse ausgerichtet, auf der die Fischmaulsonde angebracht ist. Die Sonde lässt sich auf der Traverse manuell spannweitig verfahren.

Abbildung 5.8 zeigt die Druckverteilung der oberen glatten Walze bei niedriger Drehzahl über der spannweitigen Koordinate in %. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Punkte in Randnähe deutlich stärker vom Mittelwert abweichen, als die übrigen Werte. Diese Abweichungen sind durch die nicht beeinflussbaren, fertigungsbedingten Unterschiede des Spalts in Randnähe zu erklären. Jeweils 10 % vom linken Rand und rechten Rand werden infolgedessen bei der Beurteilung der Gleichförmigkeit vernachlässigt.

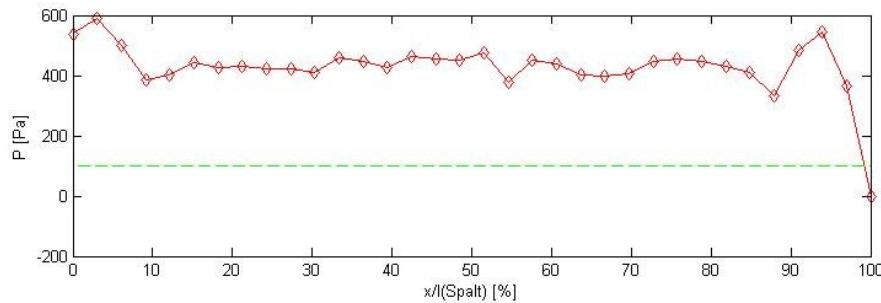


Abbildung 5.8: Druckverteilung der oberen glatten Welle in Pa über der spannweitigen Position in %

Damit ergeben sich für die Druckverteilung an der oberen, glatten Welle ein Mittelwert von 428,8 Pa und eine Standardabweichung von 7,5 % bei einer zulässigen Standardabweichung von 10 %, die sich aus vorherigen Arbeiten als angemessen erwiesen hat.

In Abbildung 5.9 ist die Druckverteilung der unteren glatten Welle zu sehen. Auch bei dem unteren Spalt werden die Ränder bei der Berechnung der Kennwerte für die Gleichmäßigkeit vernachlässigt. Bei einem Mittelwert von 457,8 Pa wird eine Standardabweichung von 7 % ermittelt.

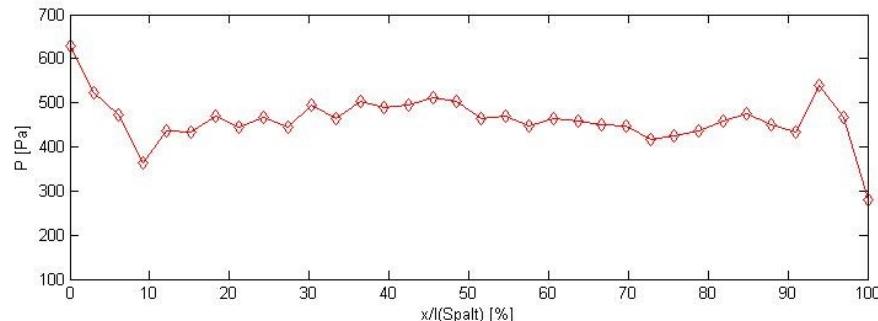


Abbildung 5.9: Druckverteilung der unteren glatten Welle in Pa über der spannweitigen Position in %

Dieselbe Art von Messung muss bei Anwendung auf die ovalen Wellen modifiziert werden, da die

Spalthöhe bei einer Umdrehung schwankt. Um trotz variabler Spalthöhe vergleichbare Daten zu erhalten, werden bei dieser Konfiguration die Messungen bei zwei definierten Wellenstellungen relativ zur Modellkante durchgeführt.

In der ersten Stellung sind die Spalte komplett geschlossen, denn der größte Wellendurchmesser befindet sich im Spaltquerschnitt. Die Spalte werden über die Schrauben so eingestellt, dass sich spannweitige Druckverteilungen ergeben, bei der p überall 0 Pa oder nahezu null wird.

Abbildung 5.10 zeigt die Druckverteilungen aus den entsprechenden Messungen an Ober- und Unterseite.

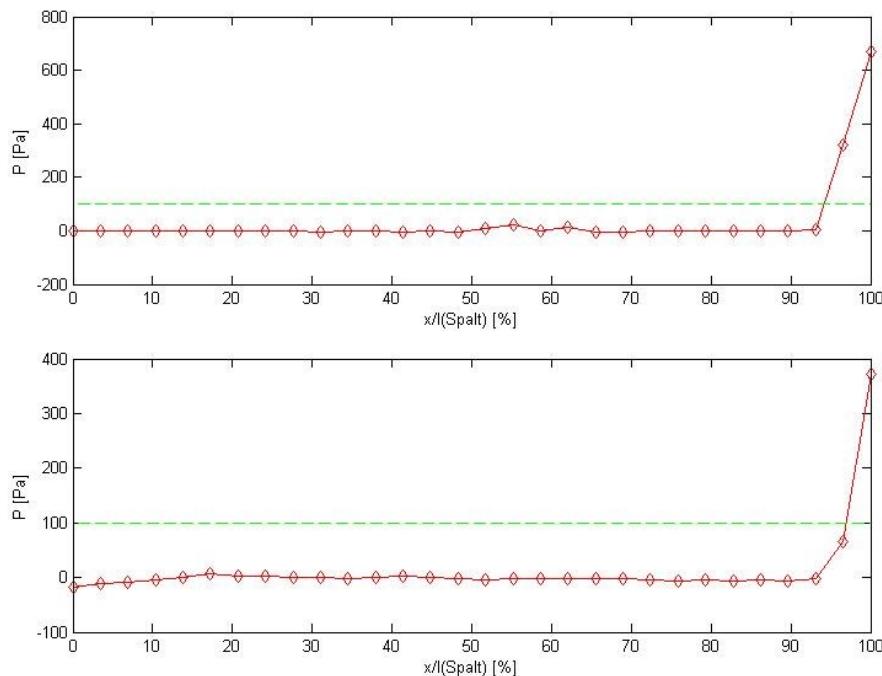


Abbildung 5.10: Druckverteilungen der oberen (oben) und unteren (unten) ovalen Wellen in Stellung mit geschlossenem Spalt

Es ist zu erkennen, dass bis auf die Randbereiche, gleichmäßige Druckverteilungen um 0 Pa gegeben sind.

Der nächste Schritt der Einstellung besteht darin, die Wellen in einer Position zu platzieren, in der die Spalte maximal geöffnet sind. Auch bei den ovalen Wellen wurde die Spalthöhe bei dieser Position zwischen 0,25 mm und 0,3 mm eingestellt. Diese Einstellung ist allerdings dadurch begrenzt, dass in der Stellung mit geschlossenem Spalt trotzdem noch die Druckverteilung nahe 0 Pa sichergestellt werden muss. Abbildung 5.10 zeigt die finalen Verteilungen, der Überprüfungs-messung für Position 1 nach Einstellung des Spalts in der zweiten Position. In Abbildung 5.11 sind die spannweitigen Drücke für die ovalen Wellen in Position 2 zu sehen.

Für die Spalte mit ovalen Wellen ergeben sich die Standardabweichungen 9,5 % (oben) und 8,3 % (unten).

Die Standardabweichungen sind demnach etwas größer als bei glatten Walzen. Es muss allerdings auch beachtet werden, dass bei diesen Messungen Ungleichmäßigkeiten, die auf das Durchhängen der Wellen zurückzuführen sind, nicht durch Rotation ausgeglichen werden konnten.

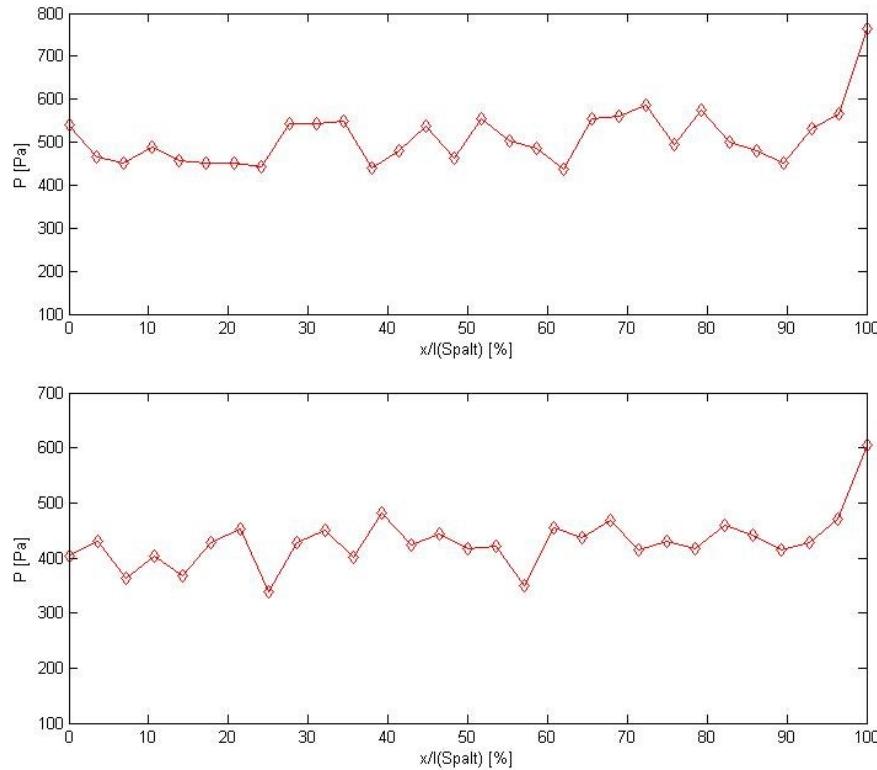


Abbildung 5.11: Druckverteilungen der oberen (oben) und unteren (unten) ovalen Wellen in Stellung mit maximal geöffnetem Spalt

5.4 Ausrichtungsmessungen (FT)

Um die periodische Aktuation zu ermöglichen, werden die glatten, zylindrischen Wellen aus Aluminium gegen die in Abschnitt 3 beschriebenen Wellen getauscht.

Nach dem Einbau wurde erneut die Druckverteilung auf der Oberfläche des Modells vorgenommen, um eine optimale Position des Modells ohne Anstellwinkel zu gewährleisten. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.12 zu sehen.

Die Drucke an der Ober- und Unterseite sind hier wieder gespiegelt und übereinandergelegt dargestellt. Der erste Messpunkt entspricht dabei der Druckmessbohrung, die mittig an der Vorderseite eingebracht ist.

Die größte Abweichung erfährt der Druck an Ober- und Unterseite genau dort, wo auf beiden Seiten das Zackenband angebracht wurde. Der lokale, jeweilige Abstand der Druckmessbohrung zum Zackenband ist allerdings oben und unten nicht komplett einheitlich. Dies hat zur Folge, dass das Strömungsverhalten an diesen Orten voneinander abweicht, wodurch die Differenz zu erklären ist. Da die Druckmessbohrungen im Folgenden keine große Relevanz haben, ist diese Ungleichmäßigkeit kein Problem.

Weiterhin ergibt sich allerdings im Unterschied zu den Messungen der Oberflächendrücke in Abschnitt 6.1 eine leichte Druckerhöhung an der Oberseite zur letzten Druckmessbohrung hin. Auch in der Arbeit von *Bilges* [2], die das gleiche Modell als Gegenstand der Untersuchung hatte, ist eine ähnliche Entwicklung bei niedrigeren Reynolds-Zahlen als 50.000 zu sehen gewesen.

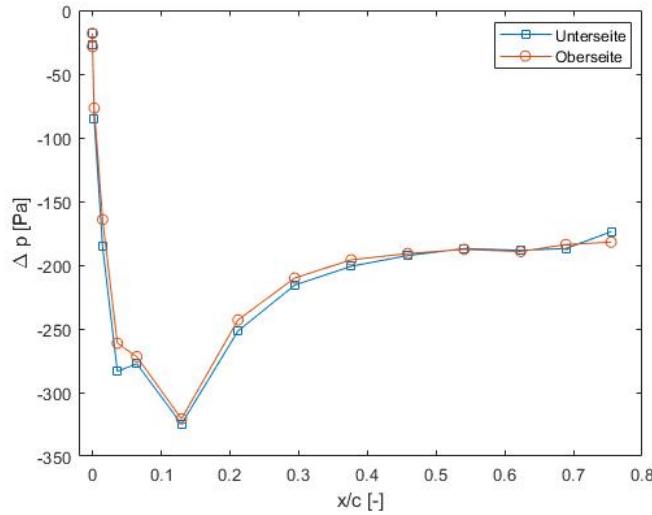


Abbildung 5.12: Oberflächendrücke beim eingebauter Konfiguration 50

Die beschriebene Tendenz war aber bei höheren Reynoldszahlen wieder kaum wahrnehmbar.

Diese Erscheinung ließ sich auch nach Überprüfung der Schläuche und Bohrungen auf Verunreinigungen bzw. Verstopfungen und mehreren Nachjustierungen der Modellposition nicht beseitigen.

Auch der mögliche Einfluss der oberen und unteren Walze auf diese Werte durch etwaiges leichtes Aufbiegen der Spalte in variierenden Walzenstellungen wurde ohne positive Veränderung getestet.

Das Auseinanderstreben der Messwerte ist somit wahrscheinlich auf die in [2] angeführten einseitigen Fertigungstoleranzen und Unebenheiten zurückzuführen, welche je nach individueller Einstellung der Spalte bei den verschiedenen Walzenpaaren unterschiedlich stark zum Vorschein kommen.

Da an den anderen Messpunkten Ober- und Unterseite sehr ähnliche Werte liefern, kann davon ausgegangen werden, dass das Modell symmetrisch in der Anströmung platziert ist.

Kapitel 6

Versuchsauswertung

6.1 Reine Ausblasung (AK)

In Abschnitt 6.1 wurde das Profilmmodell mit den glatten Welle im Windkanal eingebaut. Es gab keine Rotation bei den Wellen und der Versuch wurde mit den glatten Wellen ohne Aktuation durchgeführt. Der Volumenstrom wurde so eingestellt, dass die folgenden C_μ Werte erreicht werden. Es wurde C_w mit diesen vier verschiedenen C_μ Werte gemessen. Die Ergebnisse sind wie folgt:

C_μ	C_w
0.00	0.876
0.16	0.606
0.32	0.477
0.48	0.399
0.69	0.331

Tabelle 6.1: C_w und C_μ mit der glatten Welle ohne Aktuation

Die Abbildung 6.1 zeigt die Funktion von Widerstandsbeiwert über Impulsbeiwert für die glatte Welle ohne Atuation:

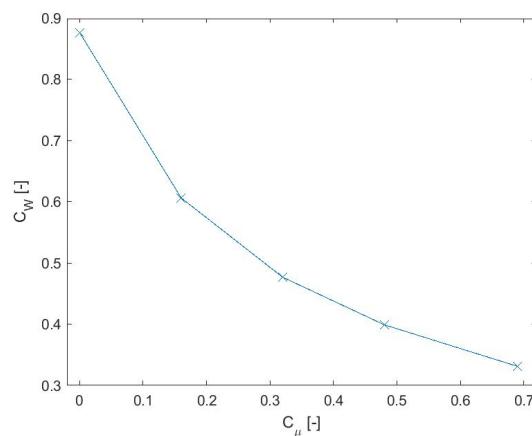


Abbildung 6.1: C_w über C_μ mit den glatten Wellen ohne Aktuation

Wie man im Diagramm betrachtet, ist es ein deutlicher Abfall von C_w mit steigendem C_μ . Für den Versuch mit den ovalen Wellen wurde C_μ Werte für die Verschiedenen Luftdrücke berechnet. Unten sind die Auswertungen für C_w :

Luftdruck [kPa]	C_μ	C_w
0	0.00	0.805
1	0.06	0.610
2	0.27	0.594
3	0.42	0.577
4	0.58	0.455

Tabelle 6.2: Luftdruck, C_w und C_μ für die glatten und ovalen Wellen ohne Aktuation

Die Abbildung 6.2 zeigt den Verlauf C_w über C_μ für die beiden Konfigurationen:

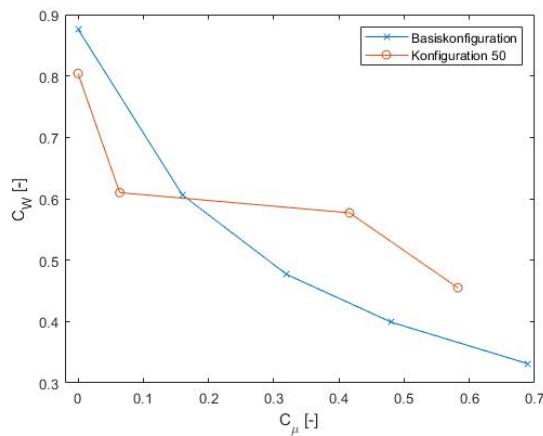


Abbildung 6.2: C_w über C_μ mit den glatten Wellen ohne Aktuation

Wie man im Diagramm sieht, fällt auch C_w mit steigendem C_μ mit den ovalen Wellen ab. Im Vergleich mit den glatten Wellen sind die Widerstandsbeiwerte bei Impulskoeffizient im Bereich von 0 bis 0.16 in den ovalen Wellen niedriger als den glatten Wellen. Aber ab dem Punkt $C_\mu = 0.16$ sinkt der Widerstandsbeiwert der glatten Wellen stärker ab. Aus diesem Grund sind die glatten Wellen ohne Aktuation bei den größeren Impulskoeffizienten zu empfehlen.

6.2 Periodische Aktuation

6.3 Effizienzbetrachtung

Kapitel 7

Fazit

Literaturverzeichnis

- [1] D. Barros, Jacques Borée, Bernd R. Noack, Andreas Spohn, and Tony Ruiz. Bluff body drag manipulation using pulsed jets and coanda effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 805:422–459, 2016.
- [2] S. Bilges. *Experimentelle Untersuchung einer neuartigen hybriden Coanda-Aktuierung an einem Stumpfkörper*. Masterarbeit, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2018.
- [3] T. Chabert, J. Dandois, and É. Garnier. Experimental closed-loop control of flow separation over a plain flap using slope seeking. *Experiments in Fluids*, 55(8):1, 2014.
- [4] Yosef El Sayed M., N. Beck, P. Kumar, R. Semaan, and R. Radespiel. Challenges in the experimental quantification of the momentum coefficient of circulation controlled wings. In A. Dillmann, G. Heller, E. Krämer, C. Wagner, S. Bansmer, R. Radespiel, and R. Semaan, editors, *New results in numerical and experimental fluid mechanics XI*, volume 136 of *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, pages 533–543. Springer, Cham, 2018.
- [5] H. Fernholz. *Zur Umlenkung von Freistrahlen an konvex gekrümmten Wänden*. Forschungsbericht Nr. 66-21. Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, 1966.
- [6] S. Fischer. *Untersuchung ebener Verdichtergitter mit aktiver Zirkulationskontrolle an der Hinterkante*. PhD thesis, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2011.
- [7] J. B. Freund and M. G. Mungal. Drag and wake modification of axisymmetric bluff bodies using coanda blowing. *Journal of Aircraft*, 31(3):572–578, 1994.
- [8] D. Geropp and H.-J. Odenthal. Drag reduction of motor vehicles by active flow control using the coanda effect. *Experiments in Fluids*, 28(1):74–85, 2000.
- [9] J. Gong. *Grundlagenuntersuchung zur aktiven Beeinflussung der abgelösten Strömungen*. Phd, Universität Stuttgart, Stuttgart, 2015.
- [10] L. Henning. *Regelung abgelöster Scherschichten durch aktive Beeinflussung*. Phd thesis, Technische Universität Berlin, Berlin, 2008.
- [11] W.-H. Hucho. Einfluss der vorderwagenform auf widerstand, giermoment und seitenkraft von kastenwagen. pages 341 – 351, 1972.
- [12] W.-H. Hucho. *Aerodynamik der stumpfen Körper: Physikalische Grundlagen und Anwendungen*.

- gen in der Praxis.* Strömungsmechanik. Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2., vollst. überarb. und erw. aufl. edition, 2011.
- [13] A. Leder. *Abgelöste Strömungen Physikalische Grundlagen.* Grundlagen und Fortschritte der Ingenieurwissenschaften / Fundamentals and Advances in the Engineering Sciences. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1992.
- [14] V. J. Modi, M. S. U. K. Fernando, and T. Yokomizo. Moving surface boundary-layer control - studies with bluff bodies and application. *AIAA Journal*, 29(9):1400–1406, 1991.
- [15] B.G. Newman. *The deflection of plane jets by adjacent boundaries - coanda effect.* In: Lachmann, Boundary Layer and Flow Control. Pergamon Press, 1961.
- [16] P. Oswald. *Experimental investigations of active and passive drag-reducing devices over a D-shaped bluff body.* Masterarbeit, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2017.
- [17] Itasaka M. Ota, T. *A Separated and Reattached Flow on a Blunt Flat Plate.* March 1976.
- [18] Henning L. u.a. Pastoor, M. Feedback shear layer control for bluff body drag reduction. *Journal of Fluid Mechanics*, 608:161 – 196, 2008.
- [19] H. Riedel. *Grundzüge der Strömungsvorgänge beim Anlegen und Abreißen eines Flachstrahls bei der Umströmung eines Flügelprofils (Coanda-Effekt).* Forschungsbericht Nr. 71-46. Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, 1971.
- [20] H. Riedel. *Experimentelle Untersuchung der Strahlströmung über ein Tragflügelprofil (Coanda-Effekt).* Forschungsbericht Nr. 73-98. Institut für Angewandte Gasdynamik, Porz-Wahn, 1973.
- [21] H. Schlichting and E. Truckenbrodt. *Aerodynamik des Flugzeuges: Erster Band: Grundlagen aus der Strömungstechnik Aerodynamik des Tragflügels (Teil I).* Klassiker der Technik. Springer, Berlin and Heidelberg, 3. auflage edition, 2001.
- [22] H. Siegman. Schematische schnittdarstellung profilströmung mit laminarer ablöseblase und turbulentem wiederanlegen, April 2016. Letzter Abruf 10.01.2019.
- [23] K. Stadlberger. *Modelling and Performance Aspects of Coanda Flap Systems.* Phd thesis, Technische Universität München, München, 2016.

Abbildungsverzeichnis

2.1	elliptische Zylinder unterschiedlicher Dickenverhältnisse im Rauchkanal [12]	3
a	$\sigma = 0,13$	3
b	$\sigma = 0,26$	3
c	$\sigma = 0,5$	3
2.2	Stromlinienbild eines schlanken Körpers im Rauchkanal [12]	4
2.3	Stromlinienbild eines stumpfen Körpers im Rauchkanal [12]	4
2.4	Kármánsche Wirbelstraße [12]	5
2.5	Scherschichten [12]	5
a	zweiseitig	5
b	einseitig	5
c	rotationssymmetrisch	5
2.6	Nachlauf eines a) schlanken Körpers und eines b) stumpfen Körpers [12]	6
2.7	Schema einer laminaren Ablöseblase [22]	7
2.8	C_w -Wert in Abhängigkeit vom Kantenradius bei verschiedenen 2D-Profilen. Zusammenstellung nach Hucho[11]	8
2.9	Skizze zum Coandă-Effekt [23]	9
2.10	Geschwindigkeitsprofils eines Wandstrahls an einer konvexen Körperkontur nach Riedel [20]	9
2.11	Stumpfkörper mit Ausblasung von Bearman [12]	10
2.12	Stumpfkörper mit Ausblasung von Geropp [8]	10
2.13	Ausblasung von [1]	11
2.14	Stumpfkörpermodell mit Walze von Modi et al. [14]	11
2.15	Strömungsbilder von Modi et al. [14]	12
2.16	Erstes Truckmodell von Modi et al. [14]	12
2.17	Zweites Truckmodell von Modi et al. [14]	13
2.18	Modelle nach Gong [9]	13
3.1	schematische Darstellung des VersuchsmodeLLS	15
3.2	Querschnitt durch die finalen Walzen	16
3.3	Signalverlauf der Walzen	17
3.4	Periodische Signale der Walzen	17
3.5	MATLAB Skript zur Berechnung der Zahnöffnung	19
4.1	Kontrollvolumen K um einen Körper mit Geschwindigkeitsverteilungen u(x,y) [12]	21
5.1	Skizze des VersuchsmodeLLS [2]	29
5.2	Geometrie des D-Stumpfkörpers mit eingezeichneten Druckbohrungen [2]	30
5.3	Ansicht des VersuchsmodeLLS	30
a	Vorderansicht mit Zackenband an Ober- und Unterseite.	30
b	Rückansicht mit eingebauten Teflonwalzen.	30
5.4	LNB-ISM TU Braunschweig	31
5.5	Fischmaulsonde	32
5.6	Druckmessrechen während des Versuchs	33
5.7	Gleichförmigkeitsmessungen am Modell mit eingebauten glatten Walten	34
5.8	Druckverteilung der oberen glatten Welle in Pa über der spannweitigen Position in %	35
5.9	Druckverteilung der unteren glatten Welle in Pa über der spannweitigen Position in %	35

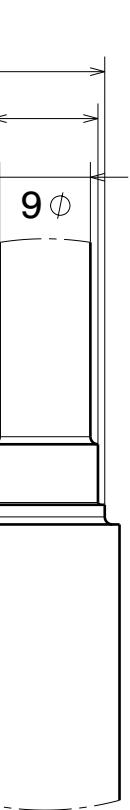
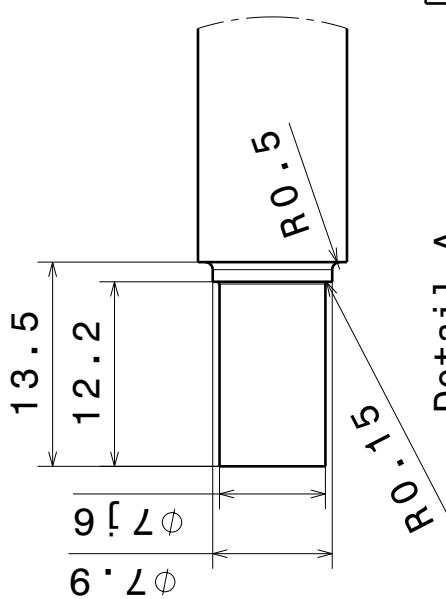
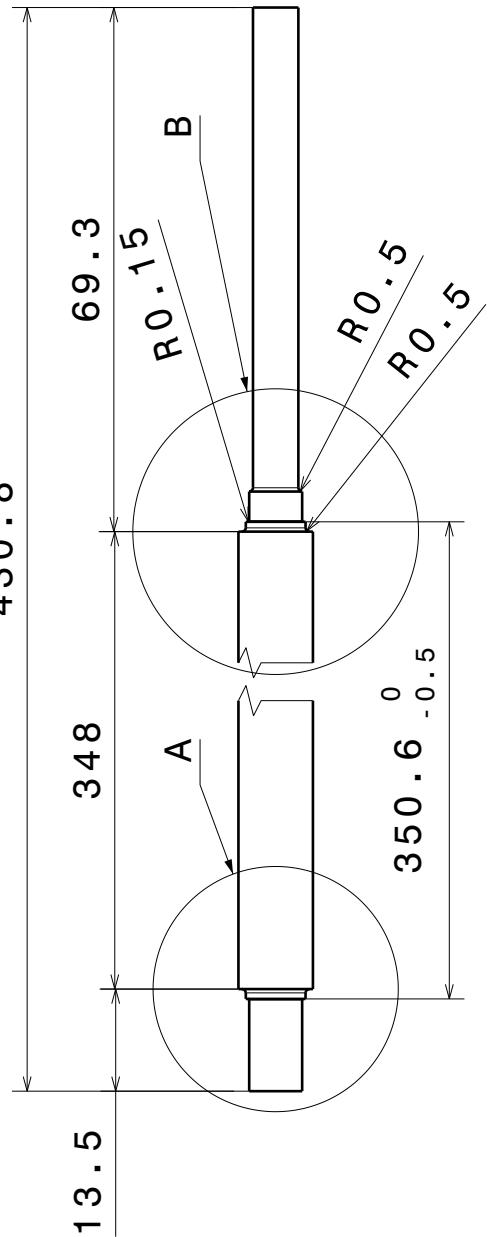
5.10	Druckverteilungen der oberen (oben) und unteren (unten) ovalen Wellen in Stellung mit geschlossenem Spalt	36
5.11	Druckverteilungen der oberen (oben) und unteren (unten) ovalen Wellen in Stellung mit maximal geöffnetem Spalt	37
5.12	Oberflächendrücke beim eingebauter Konfiguration 50	38
6.1	C_w über C_μ mit den glatten Wellen ohne Aktuation	39
6.2	C_w über C_μ mit den glatten Wellen ohne Aktuation	40

Tabellenverzeichnis

1.1	Initialien der beteiligten Personen	1
2.1	Widerstandsreduktion bei Modi	12
3.1	Modellwerte für Frequenzberechnung	18
3.2	Zähnezahlen mit zugehörigen Frequenzen	18
6.1	C_w und C_μ mit der glatten Welle ohne Aktuation	39
6.2	Luftdruck, C_w und C_μ für die glatten und ovalen Wellen ohne Aktuation	40

Anhang A

Technische Zeichnungen (NB, TG)



(Projektname)
D-Shape Model
(Tel.-Nr.)

(zul. Abw.)
Allg. Toleranzen
DIN ISO 2768-m-K

Maßstab 1:1
(Werkstoff, Halbzeug)

EN AW - 6012

(Benennung)

Innenwelle Walze

(Zeichnungsnr.)

01.11.18 Oswald

(Datum)

Institut für
Strömungsmechanik

(Anzahl)

4 Stück

Blatt
1/1

A

D

A

D

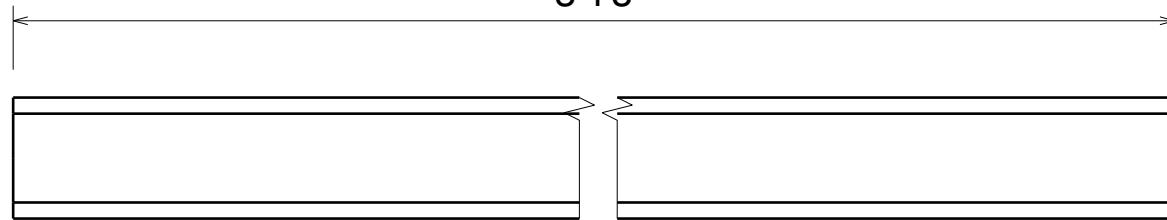
D

C

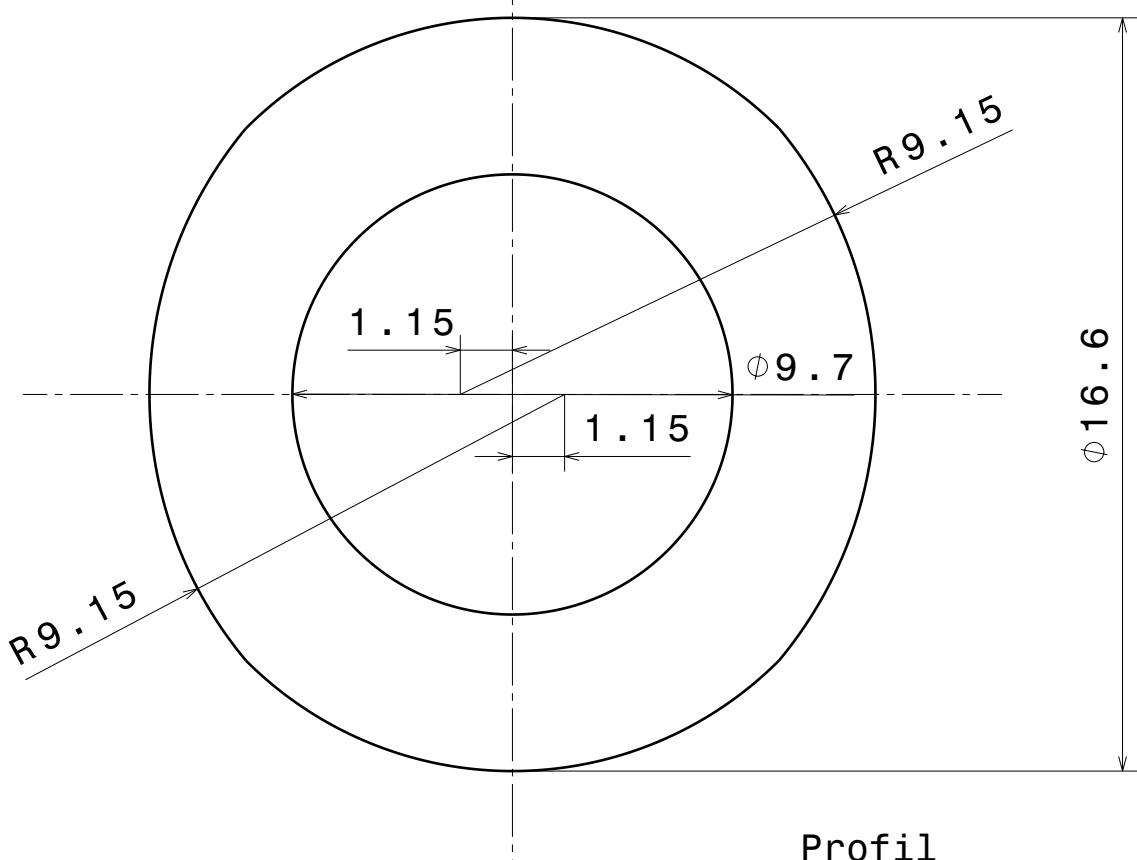
B

A

348



Vorderansicht
Maßstab: 1:1



Profil
Maßstab: 6:1

Oberfläche

Allgemeintoleranz
DIN ISO 2768-m-K

Werkstoff
PTFE

ISM
Philipp Oswald
0176 / 46 500 611
philipp.oswald@
tu-braunschweig.de

Erstellt durch
P. Oswald

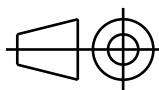
Genehmigt von

Sachnummer

Titel
Welle A

Dokumenttenart**Fertigungszeichnung**

Stückzahl
2



Maßstab
1:1

Änd.

Ausgabedatum
08.11.2018

Spr.
de

Blatt
1/1

D

C

B

A

4

3

2

1

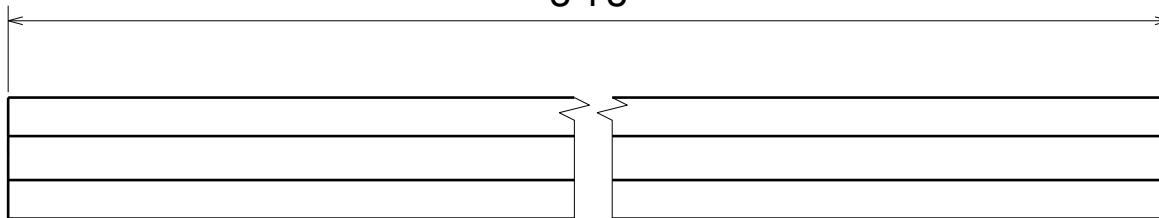
D

C

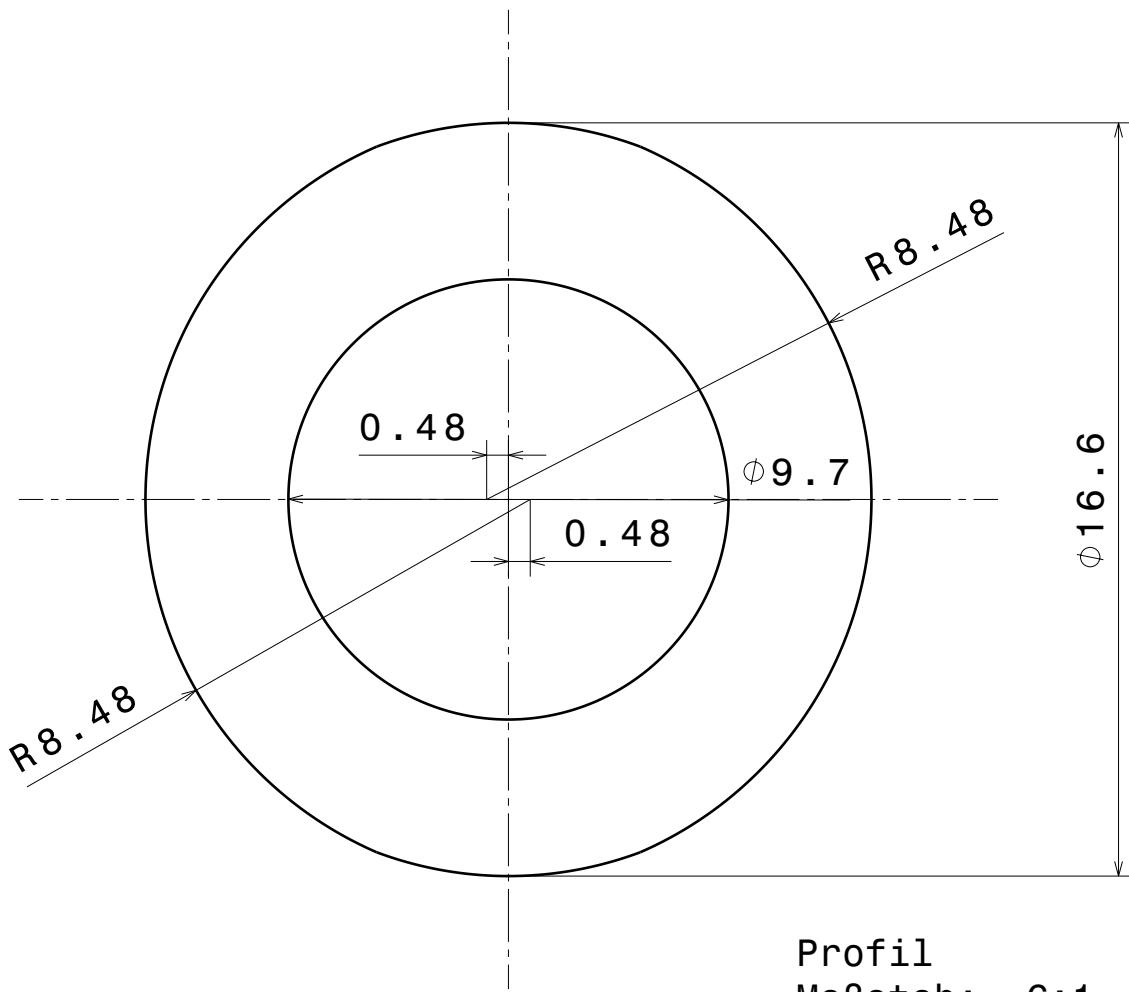
B

A

348



Vorderansicht
Maßstab: 1:1



Oberfläche

Allgemeintoleranz
DIN ISO 2768-m-K

Werkstoff
PTFE

ISM
Philipp Oswald
0176 / 46 500 611
philipp.oswald@
tu-braunschweig.de

Erstellt durch
P. Oswald

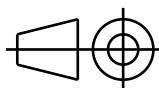
Genehmigt von

Sachnummer

Titel
Welle B

Dokumenttenart**Fertigungszeichnung**

Stückzahl
2



Maßstab
1:1

Änd.

Ausgabedatum
08.11.2018

Spr.
de

Blatt
1 / 1

D

C

B

A

4

3

2

1

Anhang B

MATLAB-Code (AK, FT)

B.1 Bestimmung der Druckverteilungen und des Widerstands

11.01.19 18:46 C:\Users\Flo\Documents\GitHub...\wake_n.m 1 of 2

```

function [Cw] = wake_n(pressure)
%%Creates and plots pressure distributions (fitting) and calculates Cw
%%separate pressures
total_pressure = pressure(1:22);
static_pressure = pressure(28:32);

%%positions as designed
position_pitot = 0:9:9*21;
position_prandtl = [0:40:160]+14.5;

% fit total pressure
data = [total_pressure(22), total_pressure];
pos = [position_pitot(22) + 100, position_pitot];
[~,id] = min(data);
middle = pos(id);

% original
beta = [0.001,-0.001,min(data),max(data),-middle];
formula1 = @(beta,x) (1+beta(1).*(x+beta(5)).^2) .* exp(beta(2).*(x+beta(5)).^2) * ↵
(beta(3) - beta(4)) + beta(4);

[beta1,R1,~,~,~,~] = nlinfit(pos,data,formula1,beta);

%%Fit static pressure
data = static_pressure;
pos = position_prandtl;
beta = [min(data),max(data),beta1(5)];
formula2 = @(beta,x) (1+beta1(1).*(x+beta(3)).^2) .* exp(beta1(2).*(x+beta(3)).^2) * ↵
(beta(1) - beta(2)) + beta(2);
[beta2,R2,~,~,~,~] = nlinfit(pos,data,formula2,beta);

disp(beta1)
disp(beta2)

%%Calculate Cw
%%dyn_pressure_fs is q_infty
dyn_pressure_fs= beta1(4) - beta2(2);
%%static_pressure_fs is p_infty
static_pressure_fs = beta2(2);
ref_length = 0.0534;

%%formula 4.10 (thesis)
fun = @(x) (2 * sqrt((formula1(beta1,(x-beta1(5))) - formula2(beta2,(x-beta2(3)))) / ↵
dyn_pressure_fs) .* (1- sqrt((formula1(beta1,(x-beta1(5))) - static_pressure_fs) / ↵
dyn_pressure_fs)));
Cw = integral(fun,-max(position_prandtl),max(position_prandtl))/1000/ref_length

%%plot of pressure distributions
x = linspace (-max(position_prandtl),max(position_prandtl),101);
ref_length = ref_length * 1000;
x_plot = x / ref_length;
position_pitot_plot = (position_pitot + beta1(5))/ref_length;
position_prandtl_plot = (position_prandtl + beta2(3))/ref_length;

figure()

```

11.01.19 18:46 C:\Users\Flo\Documents\GitHub...\wake n.m 2 of 2

```
plot(position_pitot_plot,total_pressure, 'x',position_prandtl_plot,↵
static_pressure,'x',x_plot,formula1(beta1,(x-beta1(5))),x_plot,formula2(beta2,(x-beta2↵
(3))))  
  
ylabel('\Delta p [Pa]')  
xlabel('y/d [-]')  
set(gca,'box','on')  
legend('p_t Daten', 'p Daten', 'p_t Verauf (fit)', 'p Verlauf (fit)', 'location',  
'northeastoutside')  
  
end
```